ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 23 AVRIL 1928.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE HAMY, PUIS DE M. LOUIS MANGIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOLOGIE. — *Nouvelles observations géologiques dans la Corse orientale : les radiolarites.* Note de MM. **Pierre Termier** et **Eugène Maury**.

Nous avons eu, il y a quelques jours, l'honneur de conduire, dans le *pays de nappes* qui constitue la Corse orientale, une excursion géologique à laquelle ont pris part, avec notre jeune compatriote M. E. Raguin, quatre professeurs étrangers bien connus des géologues par leurs beaux travaux sur les Alpes et l'Apennin : MM. G. Steinmann et N. Tilmann, de Bonn; L. Kober, de Vienne; R. Staub, de Zurich. L'excursion était la suite naturelle de celle que MM. Steinmann et Tilmann ont conduite l'an dernier dans l'Apennin septentrional. Il s'agissait de voir si, comme nous le pensions, la Corse orientale se rattache à la chaîne alpine et de quelle manière, de fixer les rapports de cet élément des Alpes avec le grand massif de terrains primaires dont la Corse occidentale et la Sardaigne sont les témoins, enfin d'étudier les relations de la Corse alpine et de l'Apennin. Problèmes difficiles, pour la solution desquels il nous avait semblé que la collaboration de nos collègues étrangers nous serait extrêmement précieuse.

Les résultats du voyage ont répondu à notre attente; ils sont nombreux et importants. En matière stratigraphique, les principaux sont : *la découverte des radiolarites;* la constatation de la grande abondance de ces roches et de leur liaison intime, soit avec des diabases, soit avec des gabbros et des serpentines; la constatation, aussi, de leur liaison, soit avec des calcaires à *Calpionella alpina*, soit avec des calcschistes micacés métamorphiques en tout semblables à nos Schistes Lustrés; l'attribution certaine au Jurassique

supérieur de certains calcaires à Polypiers et, comme conséquence, l'assurance que, dans la Corse orientale, le Jurassique supérieur présente au moins trois faciès fort différents, peut-être quatre, caractéristiques chacun d'une unité tectonique distincte; la découverte de l'existence, parmi les terrains énigmatiques de la Corse alpine, d'un vieux terrain primaire, antérieur au granite fondamental, terrain que ce granite a lardé de filons et criblé d'apophyses et qui se compose souvent de *cornéennes*, c'est-à-dire de sédiments durcis par le métamorphisme granitique. En matière tectonique, les principaux résultats sont : la confirmation du rôle grandiose des *écrasements* dans toute cette Corse alpine; la constatation de la fréquence, et souvent de l'énorme épaisseur des *mylonites*, de la fréquence même des *mélanges mécaniques* de roches diverses; enfin la certitude qu'il y a, dans le pays considéré, non pas seulement deux nappes superposées comme nous le disons depuis 1908 [1], mais, en plus, quelques lambeaux, de dimensions restreintes, d'au moins deux nappes plus élevées et d'origine plus lointaine, lambeaux conservés dans un profond *synclinal de nappes*, entre Ponte-Leccia et la côte nord de l'île.

Pour aujourd'hui, parlons des radiolarites. Ce sont des jaspes rouges, habituellement très riches en Radiolaires visibles à la loupe, jaspes souvent laminés et transformés en des schistes rouges, toujours traversés par de nombreux filons de quartz blanc. Nous avions l'un et l'autre remarqué autrefois, au cours du levé des feuilles de la Carte géologique, la présence, çà et là, de schistes rouges, sans nous douter que ces schistes pussent être des radiolarites. Depuis lors l'un de nous avait découvert les radiolarites au Gondran, près du Mont-Genèvre et visité, avec M. G. Steinmann, de nombreux gisements de radiolarites dans les Grisons et dans l'Apennin septentrional. L'identité des schistes rouges de Corse et des radiolarites alpines et apennines nous semblait donc probable; elle n'était cependant pas certaine.

La démonstration de cette identité nous a été donnée, dès les premiers

---

[1] Date de la publication de la feuille *Bastia* de la Carte géologique de la France. Voir aussi E. Maury, *Note préliminaire sur la stratigraphie et la tectonique de la Corse orientale* (*Bull. Soc. géol. de Fr.*, 4e série, **10**, 1910, p. 272-293). Voir enfin D. Hollande, *Géologie de la Corse* (*Bull. Soc. des Sciences historiques et naturelles de la Corse*, Bastia, sans tomaison, 1917); et, du même auteur, *Les nappes de la région orientale de la Corse* (*Ibid.*, Bastia, sans tomaison, 1922). Lire les *Notices explicatives* des feuilles *Bastia* (1908), *Luri* (1909), *Bastelica* (1913), *Corte* (1924), de la Carte géologique.

jours de notre voyage, par M. Steinmann. Au kilomètre 59 de la route Nationale allant de Calvi à Ponte-Leccia, dans les tranchées du chemin de fer qui croise la route en ce point, les jaspes rouges affleurent largement, les uns devenus schisteux par laminage, les autres demeurés relativement compacts. Ils sont associés à des calcaires blancs ou roses, à cassure opaline, dans lesquels s'intercalent quelques lits minces de jaspe noir. Beaucoup d'échantillons de jaspe rouge montrent, à la loupe, des Radiolaires; dans les calcaires blancs et roses, M. Raguin a constaté, au microscope, la présence de *Calpionella alpina*, identique à celle qui abonde dans la *Majolica* et le *Biancone* de Rovegno et d'Aulla (Apennin septentrional). Il y a aussi, dans la même série sédimentaire, des schistes argileux gris ou noirs et des argiles friables se débitant en des sortes d'aiguilles, schistes et argiles qui rappellent beaucoup les *Argille scagliose* de la *série ophiolithique* apennine. Tout à côté des radiolarites viennent les diabases (*spilites*). Ces roches forment ici le bord d'un immense massif de *roches vertes* désigné, sur la feuille *Bastia* de la Carte géologique, par le symbole θ : c'est le massif des *gabbros de la Navaccia*, où les serpentines et les diabases s'associent aux gabbros. Près du kilomètre 59, il n'y a que des diabases. Dans ces diabases, la structure *en boules* et *en oreillers* (*pillow-structure*) est fréquente, et l'on trouve souvent, autour des *oreillers*, des pellicules de *variolite*. Il y a aussi des brèches d'*intrusion volcanique*, mêlant sédiments et diabase, comme à Aulla. On a donc ici tout le cortège qui, dans l'Apennin et dans les Grisons, accompagne la radiolarite; tout le cortège de la *série ophiolithique mésozoïque* de M. Steinmann [1].

Même chose à Servadio, à quelques kilomètres plus à l'amont dans la vallée de la Navaccia; même association des jaspes rouges et des calcaires blancs, roses ou vert pâle, identiques à la *majolica;* même disposition de cet ensemble sédimentaire à côté des diabases. La seule différence est la prédominance et même la grande épaisseur de la *majolica*.

Même chose encore au col de San Colombano, point culminant de la route : diabases, radiolarites rouges laminées, calcaires blancs à cassure opaline simulant la cassure d'un jaspe. Tout cet ensemble supporte un calcaire d'aspect fort différent, à Polypiers, auquel semble lié un terrain schisto-gréseux, à aspect de *flysch*, où s'intercalent de gros bancs de brèches

---

[1] G. Steinmann, *Die ophiolithischen Zonen in den Mediterranen Kettengebirgen* (*Comptes rendus de la XIVe session du Congrès géologique international*, Madrid, 1926, p. 637-667).

et des lits nombreux de jaspe noir : évidemment une nouvelle unité tectonique.

Mais les radiolarites ont été retrouvées, par nos compagnons et par nous, dans d'autres conditions : elles apparaissent, en de nombreux points de la Corse orientale, *dans la nappe des Schistes Lustrés*, toujours au contact des calcschistes micacés très métamorphiques (qui forment l'élément principal de cette nappe) et des *roches vertes* (serpentines, gabbros ou diabases). Ces radiolarites de la nappe des Schistes Lustrés sont parfaitement identiques à celles de la série ophiolithique de la Navaccia. Les *roches vertes* auxquelles elles sont liées ne diffèrent point des *roches vertes* qui constituent cette dernière série. La différence est dans l'absence de la *majolica* et dans son remplacement par les calcschistes métamorphiques.

Le type de ce deuxième genre de gisement est au débouché amont du cañon de l'Insecca (vallée du Fiumorbo, route de Ghisoni à Ghisonaccia). Le cañon est creusé dans une masse immense de diabase, large de 3^{km}, longue de 5, épaisse d'au moins 800^{m}. Il débouche, à l'amont, dans des roches tendres qui séparent les diabases du pays granitique, roches tendres qui sont des schistes et des calcaires. Le bord des diabases est à peu près vertical et dirigé vers le Nord-Ouest. Ce bord est flanqué d'une lame quasi verticale de radiolarites d'un rouge vif que l'on suit, dominant la route, sur plus de 1^{km} et qui n'a pas moins de 40^{m} d'épaisseur. Les Radiolaires y sont souvent visibles à la loupe. Quelques échantillons sont imprégnés d'oxyde terreux de manganèse, ainsi qu'il arrive souvent dans l'Apennin. La bande de jaspes rouges se retrouve à Saparelli, à environ 5^{km} au nord de l'Insecca, au contact des diabases et des calcschistes métamorphiques, et elle est probablement continue.

Une autre bande de radiolarite affleure à l'ouest de Morosaglia, sur la route de Ponte-Leccia à Aleria, au contact des calcschistes métamorphiques et des diabases ou des serpentines, non loin de la région où la nappe des Schistes Lustrés supporte une *Klippe* de granite, de Trias et de Lias. La bande se poursuit très loin vers le Sud, parallèlement à la limite occidentale du pays de Schistes Lustrés. Un de nos compagnons l'a observée près de Rusio. Nous l'avons nous-mêmes retrouvée, par 1500^{m} d'altitude, sur le versant ouest du Monte-Piano-Maggiore. Son épaisseur, là, atteint 50^{m}. Les Radiolaires y sont aisément visibles. La continuité de la bande est presque certaine sur une douzaine de kilomètres.

Ainsi la radiolarite abonde dans la Corse orientale. Elle s'y présente, sous les mêmes caractères pétrographiques, dans deux sortes de gisements :

1° dans des gisements de type *apennin* ou *unterostalpin*, avee des calcaires et des argiles non métamorphiques (*majolica* et *argille scagliose*); 2° dans des gisements de type *pennin*, avec des calcschistes *très métamorphiques* qui sont nos Schistes Lustrés. Dans les gisements des deux types, elle est liée à des *roches vertes; et il n'y a pas de différence essentielle entre les deux séries ophiolithiques.*

On ne peut pas douter de l'âge *mésozoïque moyen* (probablement néojurassique) des gisements du premier type. Nous croyons devoir conclure au même âge pour ceux du deuxième type. La radiolarite et la série ophiolithique des Schistes Lustrés constitueraient le faciès du Néojurassique dans l'énorme série sédimentaire, en grande partie *compréhensive*, dont le métamorphisme régional aurait fait, plus tard, les Schistes Lustrés.

ÉLASTICITÉ. — *Sur les équations des surfaces élastiques à trois paramètres.* Note de M. **Louis Roy**.

Nous nous proposons d'établir les équations du mouvement de la surface élastique à trois paramètres, d'après les méthodes de l'Énergétique que nous avons récemment esquissées pour la surface à six paramètres [1], c'est-à-dire en écrivant que l'on a, dans toute modification virtuelle isothermique,

$$\delta \mathcal{E}_e + \delta J + \delta \mathcal{E}_\nu - \delta_T \Phi = 0. \tag{1}$$

Les deux premiers termes relatifs aux forces extérieures et d'inertie conservent la même forme que pour la surface à six paramètres, mais les deux autres relatifs aux actions de viscosité et à la variation isothermique du potentiel thermodynamique interne se simplifient. On a en effet, dans le cas actuel,

$$\xi - \xi_0 = \partial, \qquad \xi_1 - \xi_{10} = g, \qquad \eta_1 - \eta_{10} = \partial_1 \qquad (\eta - \eta_0, \zeta - \zeta_0, \zeta_1 - \zeta_{10}) = 0, \tag{2}$$

∂, ∂_1 étant les dilatations linéaires en M suivant chaque ligne ω, ω_1 du réseau, g le glissement correspondant; d'où il résulte que

$$\delta \mathcal{E}_\nu - \delta_T \Phi = \int\int (\mathcal{R}_u \delta\partial + \mathcal{R}_{1u} \delta g + \mathcal{R}_{1\nu} \delta\partial_1 + \Sigma | \mathcal{C}_u \delta p |)\, d\omega\, d\omega_1, \tag{3}$$

---

[1] L. Roy, *Sur les équations générales des surfaces élastiques* (*Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 480).

en posant pour abréger

$$|\mathcal{C}_u \delta p| = \mathcal{C}_u \delta p + \mathcal{C}_v \delta q + \mathcal{C}_w \delta r,$$

et le signe Σ désignant une somme de deux groupes de termes, le second se déduisant du premier qui est écrit par l'adjonction de l'indice 1.

Dans le cas de la surface à six paramètres, il y avait six variations virtuelles indépendantes : les composantes du déplacement virtuel de M et de la rotation virtuelle de (M); mais ici, du fait du choix particulier de (M), ces six variations sont liées par trois équations. Si on les laisse subsister, l'application de (1) conduit à introduire, en chaque point de S, trois multiplicateurs $\mathcal{R}_v$, $\mathcal{R}_w$, $\mathcal{R}_{1w}$ représentant les composantes des forces par unité de longueur $\mathfrak{N}$, $\mathfrak{N}_1$ ne figurant plus dans (3) du fait des trois dernières (2). On retrouve ainsi les six équations indéfinies de la surface à six paramètres, écrites toutefois en tenant compte de (2). Mais, comme il faut en définitive éliminer les trois inconnues auxiliaires $\mathcal{R}_v$, $\mathcal{R}_w$, $\mathcal{R}_{1w}$, il est plus expéditif de ne pas les introduire dans les calculs, c'est-à-dire d'exprimer, au moyen des trois équations de liaisons, toutes les variations $\delta\partial$, δg, ... figurant dans (1) en fonction des composantes du déplacement virtuel de M et de leurs dérivées en ω et ω_1. Si l'on prend alors comme axes de projections les axes fixes $Oxyz$, on obtient ce qu'on peut appeler les équations du mouvement *rapportées aux axes fixes;* si l'on prend pour axes de projections les axes locaux $Muvw$, on obtient ce que nous appellerons les équations *intrinsèques*. Occupons-nous d'abord des premières.

Soient donc X_e, Y_e, Z_e; L_e, M_e, N_e les composantes suivant les axes fixes de la force et du couple extérieurs en M par unité de surface comptée sur l'état primitif; X_i, Y_i, ..., N_i les composantes analogues relatives aux forces d'inertie; X, Y, ..., N les composantes de la force et du couple extérieurs en un point du bord de la surface et par unité de longueur du contour primitif; $\mathcal{C}_x$, $\mathcal{C}_y$, ..., $\mathcal{C}_{1z}$ les composantes des couples par unité de longueur $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{C}_1$; α, β, γ; α_1, ..., γ_2 les cosinus directeurs des axes Mu, Mv, Mw; a, b ceux de la normale extérieure n au contour de l'image de S dans le plan $\omega O \omega_1$. Si l'on pose

$$L' = L + a\mathcal{C}_x + b\mathcal{C}_{1x}, \qquad \mathfrak{L} = L_e + L_i - \sum \frac{\partial \mathcal{C}_x}{\partial \omega},$$

$$M' = M + a\mathcal{C}_y + b\mathcal{C}_{1y}, \qquad \mathfrak{M} = M_e + M_i - \sum \frac{\partial \mathcal{C}_y}{\partial \omega},$$

$$N' = N + a\mathcal{C}_z + b\mathcal{C}_{1z}, \qquad \mathfrak{N} = N_e + N_i - \sum \frac{\partial \mathcal{C}_z}{\partial \omega},$$

on obtient les trois équations infinies

$$\frac{\partial}{\partial\omega}(\alpha\mathcal{R}_u+\alpha_1\mathcal{R}_{1u}-\beta\mathfrak{N}+\gamma\mathfrak{M})+\frac{\partial}{\partial\omega_1}(\alpha\mathcal{R}_{1u}+\alpha_1\mathcal{R}_{1v}+\alpha_2|\alpha\mathfrak{L}|)=X_e+X_i,$$

$$\frac{\partial}{\partial\omega}(\beta\mathcal{R}_u+\beta_1\mathcal{R}_{1u}-\gamma\mathfrak{L}+\alpha\mathfrak{N})+\frac{\partial}{\partial\omega_1}(\beta\mathcal{R}_{1u}+\beta_1\mathcal{R}_{1v}+\beta_2|\alpha\mathfrak{L}|)=Y_e+Y_i,$$

$$\frac{\partial}{\partial\omega}(\gamma\mathcal{R}_u+\gamma_1\mathcal{R}_{1u}-\alpha\mathfrak{M}+\beta\mathfrak{L})+\frac{\partial}{\partial\omega_1}(\gamma\mathcal{R}_{1u}+\gamma_1\mathcal{R}_{1v}+\gamma_2|\alpha\mathfrak{L}|)=Z_e+Z_i$$

et les six conditions aux limites

$$X+a(\alpha\mathcal{R}_u+\alpha_1\mathcal{R}_{1u}-\beta\mathfrak{N}+\gamma\mathfrak{M})+b(\alpha\mathcal{R}_{1u}+\alpha_1\mathcal{R}_{1v}+\alpha_2|\alpha\mathfrak{L}|)=0,$$
$$Y+a(\beta\mathcal{R}_u+\beta_1\mathcal{R}_{1u}-\gamma\mathfrak{L}+\alpha\mathfrak{N})+b(\beta\mathcal{R}_{1u}+\beta_1\mathcal{R}_{1v}+\beta_2|\alpha\mathfrak{L}|)=0,$$
$$Z+a(\gamma\mathcal{R}_u+\gamma_1\mathcal{R}_{1u}-\alpha\mathfrak{M}+\beta\mathfrak{L})+b(\gamma\mathcal{R}_{1u}+\gamma_1\mathcal{R}_{1v}+\gamma_2|\alpha\mathfrak{L}|)=0,$$
$$a(\beta N'-\gamma M',\ \gamma L'-\alpha N',\ \alpha M'-\beta L')-b(\alpha_2,\ \beta_2,\ \gamma_2)|\alpha L'|=0.$$

Mais il n'y a que cinq conditions aux limites distinctes, car les trois dernières se réduisent aux deux suivantes :

$$a|\alpha_1 L'|-b|\alpha L'|=0, \qquad |\alpha_2 L'|=0.$$

Quant aux trois équations indéfinies, elles correspondent aux équations analogues relatives à la ligne élastique à quatre paramètres, données autrefois par Thomson et Tait; mais ici l'expression $|\alpha\mathfrak{L}|$ n'est pas nulle, contrairement à ce qui avait lieu pour la ligne élastique et fournissait la quatrième équation nécessaire. Les équations précédentes, jointes à la relation supplémentaire et à la condition aux limites correspondante, déterminent les quatre inconnues principales x, y, z, T en fonction de ω, ω_1, t.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Mesures magnétiques dans l'Allier et le Puy-de-Dôme.* Note [1] de M. E. MATHIAS.

Ces mesures ont été faites pendant la campagne de 1925 du Nouveau réseau magnétique de la France (subvention de la Fondation Loutreuil) en 37 stations : 9 sont des stations de Moureaux, 28 sont des stations entièrement nouvelles (noms en *italiques*).

En général, la déclinaison et la composante horizontale sont données par deux barreaux; l'inclinaison est donnée exclusivement par l'aiguille n° 1, qui est excellente. Ces mesures ont été faites avec les boussoles de voyage de l'École Normale supérieure comparées, avant et après, aux instruments étalons de l'Observatoire du Val-Joyeux.

---

[1] Séance du 16 avril 1928.

Le tableau suivant donne les mesures ramenées au 1er janvier 1922 :

Allier.

	Stations.	D.	I.	H.	Situation magnétique.
		° ′	° ′		
1	*Audes*	11.41,9	62.36,2	0,20884	D, I un peu agitée ; H agitée
2.	*Bourbon-l'Archambault*	11.28,1	62.39,8	0,20835	Calme
3.	*Cérilly*	11.39,0	62.45,0	0,20779	D calme ; I, H un peu agitée
4.	Commentry	11.37,2	62,24,8	0,20949	Calme
5.	*Dompierre*	11.25.0	62.32,7	0,20799	Calme
6.	*Donjon (le)*	11. 8,0	62.22,1	0,20881	Calme
7.	Gannat	11.18,5	62.15,2	0,21015	Calme
8.	*Hérisson*	11.34,7	62.36,3	0,20802	Calme ou presque calme
9.	Montluçon	11.41,3	62.22,6	0,20860	D pr. calme ; I, H un peu agitée
10.	*Montmarault*	11.32,9	62.28,6	0,20942	Calme
11.	Moulins	11.29,1	62.34,8	0,20784	Calme
12.	Palisse (la)	11.10,9	62.23,1	0,20982	Calme ou presque calme
13.	*Saint-Pourçain*	11.23,1	62.29,2	0,20860	Calme
14.	*Tronget*	11.32,8	62.28,5	0,20884	Calme ou presque calme
15.	*Urçay*	11.45,2	62.34,9	0,20777	Calme ou presque calme
16.	Vichy	11.16,3	62.13,9	0,21072	Calme
17.	*Villefranche-d'Allier*	11.36,6	62.33,9	0,20868	D calme ; I pr. calme ; H un peu agitée

Puy-de-Dôme.

	Stations.	D.	I.	H.	Situation magnétique.
18.	*Aigueperse*	11.17,9	62.12,5	0,21066	Calme ou presque calme
19.	Ambert	11. 8,4	61.46,9	0,21277	D un peu agitée ; I agitée ; H presque calme
20.	*Arconsat*	11. 9,4	62. 2,5	0,21133	D calme ; I, H un peu agitée
21.	*Arlanc*	11. 8,4	61.38,5	0,21344	Calme ou presque calme
22.	*Billom*	11.13,2	62. 0,4	0,21194	Presque calme
23.	*Combronde*	11.15,0	62.10,3	»	D un peu agitée ; I pr. calme
24.	*Courpière*	11.11,4	61.58,7	0.21173	D, I un peu agitée ; H pr. calme
25.	*Cunlhat*	»	61.49,9	0,21231	Calme
26.	Issoire	11.11,0	61.46,4	0,21255	Calme ou presque calme
27.	*Lezoux*	11.18,1	61.59.9	0,21174	Calme
28.	*Olliergues*	11. 6,4	61.55,2	0,21202	D, H calme ; I un peu agitée
29.	*Pradeaux*	11. 8,7	61 46,8	0,21272	D, I agitée ; H pr. calme
30.	*Randan*	11.17,9	62.10,2	0,21071	Calme
31.	*Saint-Amant-R.-S.*	11. 9,2	61.47,4	0,21275	Calme ou presque calme
32.	*Saint-Germain-l'Herm*	11. 7,8	61.45,9	0,21307	Calme
33.	*Saint-Rémy-s.-Durolle*	»	62. 4,1	0,21118	D calme ; I un peu agitée ; H presque calme
34.	Thiers	11.14,7	62 3,4	0,21139	D pr. calme ; I, H agitée
35.	*Vernet-la-Varenne*	11.12,6	61.48,8	0,21327	D, I pr. calme ; H légt agitée
36.	*Vertolaye*	11. 4,8	61.51,8	0,21232	D agitée ; I, H calme
37.	*Viverols*	11. 7,5	61.39,8	0,21342	D pr. calme ; I un peu agitée ; H agitée

Les 17 stations nouvelles du Puy-de-Dôme ont été choisies dans des régions non volcaniques, où le terrain superficiel est peu ou pas magnétique, afin de permettre un tracé sûr des lignes isomagnétiques que n'a pu obtenir Moureaux opérant presque exclusivement dans des terrains volcaniques.

Les mesures précédentes, comparées à celles de Moureaux, donnent pour la variation séculaire entre le 1er janvier 1896 et le 1er janvier 1922 des différences très concordantes (sauf à Issoire, où une cause grave de perturbation a faussé les 3 éléments magnétiques); les valeurs moyennes de ces différences pour D, I, H sont respectivement :

$$-2^\circ 57',6, \qquad -41',2 \qquad \text{et} \qquad +227\,\gamma.$$

M. **L. Guillet** fait hommage à l'Académie des *Études sur la chaleur* de M. Ch. Roszak dont il a écrit la *Préface*.

ÉLECTIONS.

Par l'unanimité de 50 suffrages, M. **E.-L. Bouvier** est désigné pour faire partie des *Commissions administratives* en remplacement de M. *L. Guignard* décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° A. Gruvel. *La pêche dans la préhistoire, dans l'antiquité et chez les peuples primitifs.* (Présenté par M. L. Mangin.)

2° Ch. Roszak et M. Véron. *La production industrielle et l'utilisation mécanique de la vapeur d'eau à haute pression.* (Présenté par M. L. Guillet.)

3° Le tome I, 2e cahier, de la 7e série des *Mémoires de la Société des sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, entièrement consacré à l'œuvre de Pierre Duhem.

M. E. **Brumpt** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante dans la Section d'Anatomie et Zoologie par le décès de M. *F. Henneguy*.

M. **Paul Pallary** adresse un Rapport relatif à l'emploi qu'il a fait de la subvention accordée sur la *Fondation Loutreuil* en 1926.

GÉOMÉTRIE. — *Sur les surfaces admettant un groupe fini de déformations projectives*. Note de M. **L. Féraud**.

L'extension à l'espace projectif d'une remarque déjà formulée par Darboux [*Leçons sur la théorie générale des surfaces*, Livre VII, Chap. II ([1])] conduit à considérer pour les surfaces admettant un groupe à r paramètres de déformations projectives *la propriété d'être applicables sur une surface admettant un groupe à r paramètres d'homographies* (*ou peut-être sur toute une classe de telles surfaces*).

Nous désignerons par G_r un groupe de déformations projectives (continu fini, à r paramètres) sans exclure le cas où ces déformations se réduiraient à des homographies et nous réserverons g_r pour les groupes qui assurément ne contiennent que des homographies. Les surfaces seront représentées par S_r ou s_r suivant qu'elles admettent un G_r ou un g_r et dans les deux cas aucun autre groupe G ou g d'ordre supérieur à r. La proposition énoncée qu'une surface S_r est applicable sur une ou sur toute une classe de s_r est toujours vérifiée si l'on considère seulement les surfaces réglées et les surfaces S_2. Pour les premières, ou elles admettent un G_3 et sont applicables sur la surface de Cayley ou elles possèdent un G_1, chacune d'elles est alors applicable sur ∞^1 surfaces s_1. Parmi les secondes on peut mettre à part les surfaces de coïncidence qui sont toutes applicables entre elles et comprennent une famille à deux paramètres de surfaces admettant un g_2 ([2]).

([1]) Les seules surfaces admettant une infinité de déformations (de Gauss) en elles-mêmes sont : 1° celles qui sont applicables sur les surfaces de révolution; 2° les surfaces à courbure totale constante qui peuvent toujours être appliquées sur une sphère.

([2]) Voir Fubini et Čech, *Geometria proiettiva differenziale*, 1926, en particulier pages 241, 389 et suivantes; et encore E. Čech, *Sur les surfaces qui admettent ∞^1 déformations projectives en elles-mêmes* (*Publications de l'Université Masaryk*, 1924, fasc. 40, p. 1, 11).

Pour les surfaces non réglées à côté de la famille, dépendant d'une fonction d'un argument, des surfaces s_1, il existe des surfaces S_1 qui ne dépendent au plus que de 6 constantes arbitraires. Une étude détaillée de ces dernières [1] met en évidence des classes de surfaces pour lesquelles la propriété que nous considérons est en défaut. On peut regarder ces classes comme des cas d'exceptions et caractériser les surfaces qu'elles renferment de l'une des manières suivantes :

1° Une de leurs familles d'asymptotiques constitue les trajectoires du G_1 : ce sont les S_1 qui sont R_0, asymptotico-isothermes et dont la forme φ_2 est de courbure nulle [2].

2° Elles ont un seul réseau conjugué de déformation projective (nous dirons en abrégé : réseau de déformation);

3° Elles admettent ∞^1 réseaux de déformation et sont de plus R_0 ou asymptotico-isothermes;

4° Ce dernier cas est constitué par des surfaces d'une classe qui n'est pas entièrement exceptionnelle et qui se définit ainsi : chaque surface admet ∞^2 réseaux de déformation et ∞^2 déformées distinctes, en excluant le cas où, en plus d'une famille F_2 à deux paramètres de déformées, il y aurait une famille F_1 à un paramètre ne rentrant pas dans F_2.

Dans cette classe la proposition n'est vérifiée que pour deux catégories obtenues par M. Čech, dans son étude générale des S_1 [3] et que nous rappellerons par les expressions de leurs invariants β et γ :

$$\text{(I)} \qquad \beta = \frac{a}{e^{v-u} - e^{u-v}}, \qquad \gamma = \frac{a}{e^{u-v} - e^{v-u}};$$

$$\text{(II)} \qquad \beta = \frac{a}{e^{2(v-u)} - 1}, \qquad \gamma = \frac{a}{e^{2(u-v)} - 1}.$$

Ces deux catégories sont les seules avec les surfaces réglées et les surfaces de coïncidence parmi lesquelles toute surface S_1 est applicable sur une infinité de s_1.

On peut remarquer qu'il résulte de cette étude une caractérisation géométrique pour la plupart des classes de S_1 que M. Čech est conduit à distinguer dans son Mémoire précédemment cité.

---

[1] On part de la remarque suivante : Toutes les déformées d'une S_1 sont encore des surfaces S_1.

[2] Cf. E. Cartan, *Sur la déformation projective des surfaces* (*Annales de l'École Normale supérieure*, 3e série, 37, 1920, en particulier pages 333, 311, 306).

[3] *Publications de l'Université Masaryk* (*loc. cit.*), voir en particulier le tableau final.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur la seconde forme fondamentale relative aux courbes géodésiques d'une* V_2^* *dans* V_3^*. Note [1] de M. V. HLAVATÝ.

Supposons donnée une V_2^* (variété riemannienne à deux dimensions avec torsion) dans une V_3^* et désignons par n^ν le verseur (vecteur unitaire) normal à V_2^* et par $g'_{\lambda\mu}$ le tenseur métrique de V_2^*. Nous nous proposons de trouver une relation entre la première courbure $\varkappa$ et la seconde τ d'une courbe géodésique arbitraire sur V_2^*, en appliquant les formules de Frenet,

$$(1) \qquad i^\mu \nabla_\mu i^\nu = \varkappa j^\nu, \qquad i^\mu \nabla_\mu j^\nu = -\varkappa i^\nu + \tau k^\nu, \qquad i^\mu \nabla_\mu k^\nu = -\tau j^\nu \quad [2]$$

(valable pour une courbe quelconque) à la « seconde forme fondamentale »

$$h_{\lambda\mu} = g'^{\alpha}_{\lambda} g'^{\beta}_{\mu} \nabla_\alpha n_\beta.$$

Remarquons avant tout que, si la variété est avec torsion, on a en général

$$h_{\lambda\mu} \neq h_{\mu\lambda} \quad [3].$$

1. En tenant compte du fait que le verseur normal j_0^ν d'une courbe géodésique i_0^ν coïncide *le long de cette courbe* avec n^ν on obtient, d'après (1), pour ses courbures,

$$\varkappa_0 = -i_0^\lambda i_0^\mu h_{\lambda\mu}, \qquad \tau = i_0^\lambda k_0^\mu h_{\lambda\mu}.$$

Pareillement, pour une autre courbe géodésique dans V_2^* orthogonale à la première, dont les éléments vectoriels dans V_2^* sont

$$i_{\frac{\pi}{2}}^\nu = k_0^\nu, \qquad k_{\frac{\pi}{2}}^\nu = -i_0^\nu,$$

on trouve

$$\varkappa_{\frac{\pi}{2}} = -i_{\frac{\pi}{2}}^\lambda i_{\frac{\pi}{2}}^\mu h_{\lambda\mu}, \qquad i_{\frac{\pi}{2}}^\lambda k_{\frac{\pi}{2}}^\mu h_{\lambda\mu} = \tau_{\frac{\pi}{2}} = -k_0^\lambda i_0^\mu h_{\lambda\mu}.$$

Cela posé, les éléments vectoriels d'une courbe géodésique arbitraire

---

[1] Séance du 11 avril 1928.

[2] Cf. STRUIK, *Grundzüge der mehrdimensionalen Differentialgeometrie ...*, Berlin, 1922, p. 76. Ici i^ν, j^ν, k^ν désignent les composantes du verseur tangent de la courbe en question et ∇_μ le symbole de la dérivée covariante dans V_3^*.

[3] Cf. HLAVATÝ, *Contribution au calcul différentiel absolu* (*Věstník Kr. Č. Společnosti Nauk*, Prague, II, 1926, p. 1-12).

dans V_2^* peuvent être écrits

$$i_\varphi^\nu = i_{\frac{\pi}{2}}^\nu \sin\varphi + i_0^\nu \cos\varphi, \qquad k_\varphi^\nu = i_{\frac{\pi}{2}}^\nu \cos\varphi - i_0^\nu \sin\varphi$$

et, par conséquent, les courbures $\varkappa_\varphi$, τ_φ s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned} -\varkappa_\varphi = i_\varphi^\lambda\, i_\varphi^\mu h_{\lambda\mu} &= \left[i_{\frac{\pi}{2}}^\lambda i_{\frac{\pi}{2}}^\mu \sin^2\varphi + i_0^\lambda i_0^\mu \cos^2\varphi + \sin\varphi\cos\varphi(k_0^\lambda i_0^\mu + i_0^\lambda k_0^\mu)\right] h_{\lambda\mu} \\ &= -\varkappa_{\frac{\pi}{2}} \sin^2\varphi - \varkappa_0 \cos^2\varphi + \sin\varphi\cos\varphi\left(\tau_0 - \tau_{\frac{\pi}{2}}\right), \\ \tau_\varphi = i_\varphi^\lambda k_\varphi^\mu h_{\lambda\mu} &= \quad \tau_{\frac{\pi}{2}} \sin^2\varphi + \tau_0 \cos^2\varphi + \sin\varphi\cos\varphi\left(\varkappa_0 - \varkappa_{\frac{\pi}{2}}\right). \end{aligned}$$

L'élimination de φ nous conduit à

$$\varkappa_\varphi^2 + \tau_\varphi^2 - \varkappa_\varphi\left(\varkappa_0 + \varkappa_{\frac{\pi}{2}}\right) - \tau_\varphi\left(\tau_0 + \tau_{\frac{\pi}{2}}\right) = -\left(\tau_0\tau_{\frac{\pi}{2}} + \varkappa_0\varkappa_{\frac{\pi}{2}}\right). \tag{2}$$

2. Les expressions

$$-h = \varkappa_0 + \varkappa_{\frac{\pi}{2}}, \qquad -s = \tau_0 + \tau_{\frac{\pi}{2}}, \qquad \tau_0\tau_{\frac{\pi}{2}} + \varkappa_0\varkappa_{\frac{\pi}{2}}$$

ne dépendent pas du choix particulier des directions i_0^ν, $i_{\frac{\pi}{2}}^\nu$. En effet, on a

$$h = g'^{\lambda\mu} h_{\lambda\mu} = \left(i_0^\lambda i_0^\mu + i_{\frac{\pi}{2}}^\lambda i_{\frac{\pi}{2}}^\mu\right) h_{\lambda\mu} = -\left(\varkappa_0 + \varkappa_{\frac{\pi}{2}}\right) \tag{3}$$

et

$$-s = (i_0^\lambda k_0^\mu - i_0^\mu k_0^\lambda) h_{\lambda\mu} = \tau_0 + \tau_{\frac{\pi}{2}} = (i_\varphi^\lambda k_\varphi^\mu - i_\varphi^\mu k_\varphi^\lambda) h_{\lambda\mu} \quad [1], \tag{4}$$

ce qui prouve l'invariance de $\varkappa_0 + \varkappa_{\frac{\pi}{2}}$, $\tau_0 + \tau_{\frac{\pi}{2}}$. D'autre part, en désignant par $K_{\omega\mu\lambda\nu}$, $K'_{\omega\mu\lambda\nu}$ les affineurs de Riemann-Christoffel de V_3^* et de V_2^* et par $2(K - K')$, l'invariant

$$2(K - K') = g'^{\omega\lambda} g'^{\mu\nu} (K_{\omega\mu\lambda\nu} - K'_{\omega\mu\lambda\nu}),$$

on déduit de l'équation (généralisée) de Gauss [2], [3]

$$g'^{\gamma}_{\nu} g'^{\delta}_{\lambda} g'^{\beta}_{\omega} g'^{\alpha}_{\mu} K_{\beta\alpha\delta\gamma} = K'_{\omega\mu\lambda\nu} - h_{\omega\lambda} h_{\mu\nu} + h_{\mu\lambda} h_{\omega\nu}$$

l'invariant

$$K - K' = -(\varkappa_0\varkappa_{\pi/2} + \tau_0\tau_{\pi/2}). \tag{5}$$

---

[1] s est la composante normale à V_2^* du vecteur de torsion attaché à la bidirection tangente de V_2^*.

[2] Cf. HLAVATÝ, *loc. cit.*

[3] Pour la connexion sans torsion, voir le livre cité ci-dessus.

En substituant ces valeurs dans (2) on obtient

$$\varkappa_\varphi^2 + \tau_\varphi^2 + \varkappa_\varphi h + \tau_\varphi s = \mathrm{K} - \mathrm{K}',$$

et en supprimant l'indice, on trouve la relation cherchée :

$$\boxed{\varkappa^2 + \tau^2 + \varkappa h + \tau s = \mathrm{K} - \mathrm{K}'.} \tag{6}$$

Si la variété est sans torsion, on a $s = 0$ et par conséquent

$$\varkappa^2 + \tau^2 + \varkappa h = \mathrm{K} - \mathrm{K}'. \tag{6'}$$

Remarque. — On sait que dans les directions principales du tenseur $h_{\mu\lambda} + h_{\lambda\mu}$ les courbures $\varkappa$ sont extrêmes. Dans ce cas on doit avoir, d'après (6), $\frac{d\varkappa}{d\tau} = 0$, ou bien

$$\tau = -\frac{s}{2},$$

ce qui est la généralisation du théorème bien connu que la torsion de la courbure géodésique dans la direction principale d'une surface (sans torsion) est nulle.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les polynomes de Jacobi.* Note [1] de M. **Serge Bernstein**, présentée par M. Hadamard.

Il résulte de ma Note précédente que la valeur asymptotique E_p de l'écart minimum du produit

$$f(x) = p(x)\left[x^n + c_1 x^{n-1} + \ldots + c_n\right], \tag{2 bis}$$

où $p(x) = (1-x)^\rho (1+x)^{\rho_1}$, ne peut être supérieure à $1/2^{n+\rho+\rho_1-1}$, car l'identité (4) de cette Note donne E_ρ pour $p(x) = (a-x)^\rho (a+x)^{\rho_1}$, où $a > 1$. On ne peut pas cependant en conclure que

$$\mathrm{E}_p = 1/2^{n+\rho+\rho_1-1}, \tag{11}$$

lorsque $a = 1$, car dans des problèmes analogues un tel passage à la limite pourrait conduire à des erreurs [2]. Mais ici *la formule* (11) *subsiste effectivement.*

---

[1] Séance du 2 avril 1928.

[2] On trouvera un exemple de cette nature à la page 124 de mon livre *Sur les propriétés extrémales, etc.*

Formons en effet le polynome de Jacobi

$$(12) \quad P_n(x) = (-1)^n \frac{\Gamma(n+\alpha+\beta+1)}{\Gamma(2n+\alpha+\beta+1)} (1-x)^{-\alpha}(1+x)^{-\beta} \frac{d^n}{dx^n}(1-x)^{\alpha+n}(1+x)^{\beta+n},$$

où nous avons introduit le facteur constant nécessaire pour que le coefficient de x^n soit 1, et posons $\alpha = 2\rho - \frac{1}{2}$, $\beta = 2\rho_1 - \frac{1}{2}$.

Je dis que *le polynome* (12) *substitué dans* (2 *bis*) *réalise pour n très grand l'écart minimum, pourvu qu'on ait*

$$(13) \qquad 0 \leq \rho \leq \frac{1}{2}, \qquad 0 \leq \rho_1 \leq \frac{1}{2}.$$

Pour le montrer, posons $u(x) = f^2(x) + \lambda\left[f'(x)\sqrt{1-x^2}\right]^2$, où

$$\lambda = \frac{1-x^2}{(1-x^2)(n+\rho+\rho_1)^2 + x(\rho_1-\rho)(1-2\rho-2\rho_1) + \rho(1-2\rho) + \rho_1(1-2\rho)}.$$

On remarque que les extrema de $f^2(x)$, qui sont égaux aux valeurs correspondantes de $u(x)$, vont *en décroissant* vers les extrémités du segment (prenant dans tout intervalle fixe *intérieur* la même valeur asymptotique). Montrons qu'aucun polynome pris à la place de (12) ne conduirait à un écart asymptotiquement inférieur. Pour fixer les idées, j'envisagerai le cas, où $\rho = \rho_1 = \frac{1}{4}$, qui correspond au polynome de Legendre. Soit $M_0 = 2^{\frac{1}{2}-n}$ l'écart (c'est-à-dire la valeur asymptotique des extrema *intérieurs*) fourni par ce dernier. Les formules précédentes conduisent actuellement à l'inégalité

$$(14) \qquad 1 + \frac{1}{(1-x)^2(2n+1)^2} > \frac{M_0^2}{M_i^2} > 1,$$

où $\pm M_i$ est la valeur de l'extremum de $f(x)$ au point x_i. Si l'on admettait qu'un autre polynome de degré n donne à (2 *bis*) un écart absolu $M_0(1-a)$ a fixe > 0, il devrait exister un polynome $R(x)$ de degré $n-1$, tel que

$$\psi(x) = \sqrt[4]{1-x^2}\, R(x)$$

jouisse de la propriété que $(-1)^i\psi(x_i) = \alpha_i \geq M_0 a$, lorsque $1 - x_i^2 > \varepsilon^2$, où ε est un nombre *fixe* arbitrairement petit, et de plus $|\psi(x)| < 2M_0$. Or, la condition que $R(x)$ est de degré inférieur à n entraîne que

$$(15) \qquad \sum \frac{n\psi(x_i)}{f''(x_i)\sqrt[4]{1-x_i^2}} = \sum \frac{4n\psi(x_i)}{(-1)^i M_i\left[(2n+1)^2 + \frac{1}{1-x_i^2}\right]} = 0.$$

ce qui est impossible, car la partie de cette somme qui correspond aux points x_i, tels que $1-x_i^2>\varepsilon^2$, est supérieure à $\frac{a}{4}$, tandis que chacun des termes restants est inférieur en valeur absolue à

$$\frac{8nM_0}{M_i\left[(2n+1)^2+\frac{1}{1-x_i^2}\right]}<\frac{2}{n},$$

en vertu de (14), et le nombre de ces derniers ne dépasse pas $2hn$, où h est un nombre fixe indépendant de n.

Dans le cas où les conditions (18) cessent d'être remplies, les polynomes de Jacobi ne donnent plus l'écart minimum au produit correspondant $f(x)$, car ses extrema qui sont asymptotiquement égaux à (11) dans tout intervalle intérieur, dépassent cette valeur près d'un des bords, au moins. On démontre encore que pour aucun polynome la valeur (11) ne saurait être abaissée, et d'après la remarque faite au début, il existe des polynomes pour lesquels elle sera effectivement atteinte.

2. L'inspection de l'expression (11) montre immédiatement que la relation fonctionnelle (4) de ma Note précédente subsiste lorsque $p(x)$ et $q(x)$ sont de la forme $(1-x)^\rho(1+x)^{\rho_1}$. Cette relation est également vraie, lorsque $p(x)=t(x)(1-x)^\rho(1+x)^{\rho_1}$, où $t(x)$ satisfait à la condition de la Note citée : $\lambda<t(x)<L$. La formule (10) de ma dernière Note comporte des généralisations notables. Ainsi, par exemple, en posant

$$\text{Minimum}\int_{-1}^{+1} f^2(x)\,dx=A_{p^2}, \tag{16}$$

où $f(x)$ a la forme (2 *bis*), on a la relation

$$A_{p^2}=\frac{\pi}{y}E_p^2. \tag{17}$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le prolongement des surfaces de Riemann.* Note [1] de M. DE **POSSEL**, présentée par M. Hadamard.

1. Je rappelle que deux surfaces de Riemann sont considérées comme *équivalentes* si l'on peut établir une correspondance biunivoque et conforme

---

[1] Séance du 11 avril 1928.

entre les points des deux surfaces; une surface de Riemann est dite *prolongeable* s'il existe une autre surface de Riemann Φ dont une portion F′ est équivalente à F. Le but que je me propose est de caractériser des cas étendus où une surface de Riemann est prolongeable, ou ne l'est pas.

Tout d'abord il est évident qu'une surface de Riemann fermée (c'est-à-dire telle que toute suite infinie de points situés sur la surface a au moins un point limite sur celle-ci) n'est pas prolongeable. M. Radò a donné (*Math. Zeit.*, 1924) un exemple de surface de Riemann *ouverte* et *non prolongeable*.

2. Je dois encore rappeler quelques théorèmes :

a. La surface de recouvrement [1] R d'une surface de Riemann F peut se représenter, conformément sur l'intérieur d'un cercle, un plan moins le point à l'infini, ou un plan y compris le point à l'infini. Dans le premier cas, un point de la surface F correspond en général à une infinité de points du cercle, et l'on passe d'un de ces points à un autre par une substitution homographique qui conserve le cercle. Ces substitutions forment un groupe G que Poincaré a appelé *fuchsoïde*, et qui est isomorphe an groupe fondamental de la surface F, au sens de l'*Analysis situs*. Dans ces conditions, la surface F est en correspondance biunivoque et conforme avec le *polygone fondamental* du groupe G; les transformés de ce polygone par les substitutions de G pavent tout le cercle sans se recouvrir.

b. D'après un théorème de M. Kœbe [2], toute surface de Riemann équivalente, au point de vue de l'*Analysis situs*, à un domaine plan à un seul feuillet, peut se représenter conformément sur un tel domaine. Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit que tout contour fermé tracé sur la surface la partage.

Ceci me conduit à distinguer sur la surface des contours qui la partagent en deux autres surfaces dont l'une au moins satisfait à la condition précédente. Je les appellerai les contours Γ. Ils sont supposés non réductibles à zéro.

3. Le polygone fondamental peut être intérieur au cercle, avoir des côtés sur le cercle, ou bien atteindre le cercle sans y avoir de côté.

Dans le premier cas, la surface est fermée; dans le deuxième, on voit facilement que la surface est toujours prolongeable.

---

[1] Voir, par exemple, H. Weyl, *Die Idee der Riemannschen Fläche* (Teubner 1914 ou 1923).

[2] *Comptes rendus*, 148, 1909, p. 825; *Nach. Gött.*, 1908, p. 337 à 358.

Je démontre que, dans le troisième cas, si la surface est prolongeable, l'ensemble $\Phi - F'$ (notations du paragraphe 1) est *fermé discontinu* sur Φ (il n'est pas forcément fermé dans le plan sur lequel est appliquée Φ).

Dans ces conditions, il y a toujours des contours Γ sur la surface F; ce sont les contours qui entourent les points de $\Phi - F'$. Après prolongement, ils deviennent des contours réductibles à zéro. Le groupe fondamental de Φ est donc isomorphe à un sous-groupe du groupe de F.

Par conséquent, s'il n'y a pas de contours Γ, et si le polygone fondamental n'a pas de côté sur le cercle, la surface n'est pas prolongeable. C'est le cas de la surface de M. Radô. Dans ce cas, la surface peut avoir des contours qui la partagent, sans être Γ.

Au contraire, s'il n'y a que des contours qui partagent la surface (c'est-à-dire que des contours Γ) d'après le théorème de M. Kœbe, la surface est équivalente à un domaine plan, et peut être prolongée par le plan tout entier.

4. En supposant toujours que le polygone fondamental n'a pas de côté sur le cercle, considérons le cas où la surface possède des contours Γ et des contours d'une autre nature. Nous pouvons recouvrir la surface F d'une surface multiple de celle-ci, R, qui n'ait plus que des contours Γ (ou qui soit équivalente à un plan pointé). Nous pouvons en faire la représentation conforme sur un domaine D à un seul feuillet, constitué par l'intérieur d'un cercle ou le plan pointé, moins un ensemble *fermé discontinu* E. La surface F se trouve représentée une infinité de fois sur ce domaine D, mais les transformés d'un même point de F ne s'accumulent qu'au voisinage de la circonférence limitant D, ou du point à l'infini. On passe d'une détermination à une autre par une substitution qui laisse D invariant, et qui est holomorphe en tout point de D. Si E est un ensemble dénombrable, ces substitutions sont holomorphes dans tout le cercle ou dans tout le plan, et sont homographiques. Elles forment un groupe *fuchsoïde* correspondant à une surface Φ qui prolonge F et qui n'est plus prolongeable. On obtient la surface Φ en prenant, par exemple, le quotient de deux séries Θ relatives à ce groupe. Mais si E se compose d'un ensemble dénombrable et d'un ensemble parfait, l'ensemble parfait n'étant pas de mesure linéaire finie, on ne peut plus affirmer que les substitutions restent holomorphes aux points de l'ensemble parfait. Il serait intéressant de démontrer l'exactitude de cette dernière propriété. On aurait ainsi la condition nécessaire et suffisante pour qu'une surface de Riemann soit prolongeable et l'on pourrait la prolonger par une

surface qui ne le serait plus [1]. Pour l'étude des types de surfaces, il suffirait de se limiter à celles qui ne sont pas prolongeables.

Enfin si la propriété était inexacte, on aurait un exemple intéressant de fonction analytique faisant la représentation biunivoque d'un cercle sur lui-même, holomorphe partout, sauf en un ensemble parfait discontinu.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certains groupes de rotations fonctionnelles non euclidiennes.* Note de M. **J. Delsarte**, présentée par M. Goursat.

J'ai défini comme sous-groupes du groupe de Fredholm :

a. le groupe des *rotations fonctionnelles euclidiennes*, admettant l'invariant

$$\int_a^b f^2(s)\,ds\,;$$

b. le groupe des *rotations fonctionnelles elliptiques non euclidiennes*, admettant l'invariant

$$\int_a^b f^2(s)\,ds + \int_a^b \int_a^b \mathrm{S}(st)\,f(s)\,f(t)\,ds\,dt,$$

où $\mathrm{S}(st)$ est un noyau symétrique vérifiant certaines conditions.

Ce groupe est un transformé du précédent.

Je définis ici un nouveau sous-groupe, plus général; celui qui admet l'invariant

$$\int_a^b \alpha(s)\,f^2(s)\,ds$$

le coefficient $\alpha(s)$ peut avoir un signe quelconque; s'il n'est pas constamment positif, on a des rotations hyperboliques.

On voit sans peine que :

1° les noyaux $\mathrm{K}(st)$ des transformations du groupe sont solutions des

(1) J'apprends que M. Bochner a publié un Mémoire intitulé *Fortsetzung Riemannscher Flächen* (*Math. Ann.*, 98, 1927, p. 406). Il démontre, en utilisant la bien ordonnance des ensembles, qu'une surface de Riemann prolongeable admet toujours un prolongement qui ne l'est plus. M. Bochner donne en outre, dans un cas particulier, une condition suffisante pour que la surface soit prolongeable, sans s'occuper des conditions nécessaires, ni du groupe de la surface.

équations *compatibles*

$$\mathcal{R}_\alpha[\mathrm{K}(st)] = \alpha(s)\,\mathrm{K}(st) + \alpha(t)\,\mathrm{K}(ts) + \int_a^b \alpha(u)\,\mathrm{K}(us)\,\mathrm{K}(ut)\,du = 0,$$

$$\mathcal{S}_\alpha[\mathrm{K}(st)] = \alpha(t)\,\mathrm{K}(ts) + \alpha(s)\,\mathrm{K}(st) + \int_a^b \frac{\alpha(s)\,\alpha(t)}{\alpha(u)}\,\mathrm{K}(su)\,\mathrm{K}(tu)\,du = 0;$$

2° *sont les valeurs prises, pour* $\lambda = \frac{1}{2}$, *par les résolvantes* $\Gamma(st \mid \lambda)$ *de noyaux* $k(st)$ *de la forme*

$$k(st) = \frac{h(st)}{\alpha(s)},$$

où $h(st)$ *est symétrique gauche.*

De plus :

Les rotations d'un tel groupe, qui laissent invariante une $\mathfrak{M}_4$ *linéaire fonctionnelle, forment un groupe isomorphe à celui des transformations homographiques de l'espace à trois dimensions laissant une quadrique invariante.*

On peut choisir $\alpha(s)$ pour que cette quadrique soit une quadrique déterminée, d'ailleurs quelconque.

En particulier :

Parmi tous les groupes discontinus qu'on peut tirer de ce groupe figurent tous les groupes fuchsiens et hyperfuchsiens.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une généralisation de la notion de primitive.* Note de M. **André Roussel**, présentée par M. Goursat.

L'étude de l'opération consistant à chercher la limite du rapport de l'accroissement d'une fonction à celui d'une autre fonction $\varphi(x)$ *qui n'est pas à variation bornée*, et celle de l'opération inverse n'ont pas été entreprises, à ma connaissance du moins. Dans cette Note j'indique certaines de leurs propriétés. Nous ferons tendre vers zéro l'accroissement h de x par valeurs particulières appropriées h_i ne dépendant que de $\varphi(x)$ convenablement choisie, et satisfaisant à

$$(1) \qquad \mathrm{A}\,|h_i|^\alpha < |\varphi(x+h_i) - \varphi(x)| < \mathrm{B}\,|h_i|^\alpha \qquad (0 < \alpha < 1).$$

(On peut imposer des conditions moins restrictives.) Prenons

$$\varphi(x) = \sum_0^\infty b^n \cos \pi a^n x \qquad (a,\ b,\ \text{convenables});$$

cette fonction répond à la question et satisfait à (1). *Soit $f(x)$ une fonction continue quelconque. On peut former une* $F(x)$ *telle que*

$$\lim_{i=\infty} \frac{F(x+h_i)-F(x)}{\varphi(x+h_i)-\varphi(x)} = f(x). \tag{2}$$

Si le premier membre de (2), calculé pour $u(x)$, est nul, $F(x)+u(x)$ vérifie aussi (2) : il en est ainsi si u satisfait à une condition de Lipschitz d'ordre $\beta > \alpha$. Les u ont ici un rôle analogue à celui joué par les constantes dans la dérivation ordinaire. Or on a

$$f(x) = f_1[u_1(x)\varphi(x)] + \ldots + f_n[u_n(x)\varphi(x)] + \ldots,$$

le terme général étant inférieur en module à celui d'une série numérique convergente, les u_n étant représentées par des lignes polygonales inscrites dans la courbe $y = \frac{x}{\varphi(x)}$. La fonction

$$F(x) = \sum_0^\infty \frac{F_n(u_n\varphi)}{u_n}, \qquad \text{où} \qquad F_n(t) = \int_0^t f_n(t)\,dt,$$

répond à la question. L'opération définie ci-dessus permet de construire avec une seule φ une classe très vaste de fonctions F, sans dérivées, ayant même puissance que l'ensemble des fonctions à dérivées continues, dont les éléments ont par rapport à φ des propriétés analogues à celle d'une fonction dérivable par rapport à x. Indiquons enfin un théorème d'existence de la dérivée par rapport à φ : *Si l'on a*

$$\begin{aligned}|\{f(x_2+h_i)-f(x_2)\}\{\varphi(x_1+h_i)-\varphi(x_1)\}\\ -\{f(x_1+h_i)-f(x_1)\}\{\varphi(x_2+h_i)-\varphi(x_2)\}| < \varepsilon|h_i|^{2\alpha},\end{aligned}$$

où ε est infiniment petit avec $\sqrt{h_i^2+(x_2-x_1)^2}$, $f(x)$ admet une dérivée continue par rapport à φ, au sens défini plus haut.

PHYSIQUE GÉNÉRALE. — *Autres réflexions sur la dynamique. Interférences.* Note de M. **Al. Proca**, présentée par M. J. Perrin.

1. Dans une Note précédente [1] nous avons attiré l'attention sur la nécessité logique de compléter la dynamique du point matériel par l'intro-

---

[1] *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 739.

duction d'une nouvelle coordonnée λ. Dans cette dynamique généralisée, la masse variable du point est simplement une coordonnée de l'extension en phase, du type p, puisqu'elle obéit à une loi de conservation. La variable conjuguée ξ, de ce moment, représente justement le produit de λ par la vitesse v du point $\xi = \lambda v$. L'introduction de cette nouvelle variable fournit une interprétation simple de la relation $mv\lambda = h$ qui constitue une hypothèse fondamentale de la théorie de de Broglie et que Dymond, Davisson et Germer ainsi que G. P. Thomson ont vérifiée expérimentalement.

2. Appliquons cette dynamique à un photon, que nous définirons de la matière habituelle :

$$\text{vitesse} = c, \qquad \text{énergie} = h\nu, \qquad \text{masse} = m = \frac{h\nu}{c^2},$$

toutes trois constantes dans le cas du vide.

Les équations de Hamilton restent valables

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p}, \qquad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q}.$$

Puisque la masse est constante, $\xi = c\lambda$ est une coordonnée cyclique et l'action s'écrit :

$$S = m\xi + S_1(xyzt), \qquad S = \frac{h\nu}{c}\cdot\lambda + S_1(xyzt).$$

S est, en général, multipériodique. Si Δ est une période de λ, $c\Delta$ est une période de ξ; les conditions générales de quantification donnent alors

$$\frac{h\nu}{c}\cdot\Delta = nh, \qquad \Delta = n\mathrm{L},$$

ou

$$\mathrm{L} = \frac{c}{\nu} = hc/\text{énergie} = \text{longueur d'onde (suivant l'ancienne terminologie)}.$$

Donc, dans le cas envisagé, *la période de la variable λ, si elle existe, doit être égale à un nombre entier de longueurs d'onde de la lumière* que constituent les photons.

3. Ceci rappelé, considérons plus particulièrement les phénomènes de diffraction dans le vide, d'interférences par réflexion, etc., et en général *tous ceux pour lesquels on puisse affirmer que la grandeur de la vitesse du photon garde une valeur constante c*. Il existe entre le photon incident et le réseau, les miroirs, etc., une interaction. On ne connaît pas la forme de la fonction H qui la définit. Mais la relation fondamentale du photon nous

donne une précieuse indication sur la manière dont H dépend de m. En effet $m = \frac{h\nu}{c^2}$ peut s'écrire : *énergie* $= \mathrm{H} = mc^2$, même pour m variable. Adoptons donc une loi d'interaction de la forme $\mathrm{H} = mc^2 + \mathrm{V}(xyz, p_x p_y p_z)$, dans laquelle V est une fonction quelconque, généralement nulle, soumise à certaines conditions, mais qui, en tout cas, ne contient plus m. Dans ces conditions, les équations de Hamilton donnent $\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial \mathrm{H}}{\partial m} = c^2$, $\frac{d\lambda}{dt} = c$, $\lambda = ct + \lambda_0$. Or le chemin parcouru par le photon est aussi donné par $s = ct + s_0$. Par conséquent, pour un photon, dans les conditions indiquées, la nouvelle variable λ a une interprétation simple : λ *a la même valeur que le chemin parcouru par le photon sur sa trajectoire.*

4. Si donc le dispositif expérimental est tel que λ admet une période Δ, celle-ci définira une certaine *différence de marche*. Dans ce cas, appliquer la théorie des quanta revient à écrire l'équation $\Delta = n.\mathrm{L}$, c'est-à-dire à poser qu'*une différence de marche déterminée est égale à un nombre entier de longueurs d'onde de la lumière incidente.*

Cet énoncé est le même que celui qui, dans la théorie classique, résout *tous les cas* connus d'interférences dans le vide : fentes, réseaux, miroirs, réseaux cristallins etc. Il a été obtenu par application directe des conditions de quanta à une dynamique généralisée, mais sans faire appel à la théorie ondulatoire. La formule de départ $mc\lambda = nh$, applicable aussi aux points matériels, est *la formule générale de la diffraction.*

Si l'on admet que l'introduction de la nouvelle variable est nécessaire logiquement, les expériences d'interférences dans le vide militent donc en faveur de l'acceptation de l'hypothèse fondamentale de la théorie des quanta, à savoir l'atomicité de l'action. *Ces expériences ne prouvent nullement que la lumière est constituée par des ondes*, comme on le croyait au siècle dernier; pour pouvoir analyser cette constitution il est indispensable d'avoir des résultats relatifs à l'*intensité* de la lumière. Elles démontrent simplement que la théorie des quanta elle-même exige la périodicité de la lumière, tout en lui attribuant une structure discontinue. Il faut remarquer qu'il n'y a aucune contradiction entre ces deux affirmations; il est évident en effet que *la discontinuité n'exclut pas la périodicité*. Bien au contraire, ces deux éléments sont souvent intimement liés en un principe unique : la suite des nombres entiers en est le meilleur exemple.

ÉLECTRICITÉ. — *Équations générales d'une machine synchrone, non saturée, hors du régime normal.* Note [1] de M. **F. Margond**, présentée par M. André Blondel.

1. Nous supposerons, pour simplifier l'exposé, la machine bipolaire et triphasée, i_1, i_2, i_3 étant les courants instantanés dans les phases, θ_1, $\theta_2 = \theta_1 + \frac{2\pi}{3}$, $\theta_3 = \theta_1 + \frac{4\pi}{3}$, les angles de ces phases avec la ligne des pôles; nous poserons, sans faire aucune hypothèse sur ces grandeurs, qui seront des fonctions quelconques du temps t :

$$(1)\quad \begin{cases} i_m = \frac{1}{3}(i_1 + i_2 + i_3) & \text{(courant moyen)}, \\ X = \frac{2}{3}(i_1 \cos\theta_1 + i_2 \cos\theta_2 + i_3 \cos\theta_3) & \text{(courant longitudinal)}, \\ Y = \frac{2}{3}(i_1 \sin\theta_1 + i_2 \sin\theta_2 + i_3 \sin\theta_3) & \text{(courant transversal)}. \end{cases}$$

Le flux dans l'une des phases (1 par exemple) peut s'écrire

$$(2)\quad f_1 = \sigma i_m + F_l \cos\theta_1 + F_t \sin\theta_1$$

avec

$$(3)\quad F_l = sX + \Phi_l, \qquad F_t = sY + \Phi_t;$$

s est la self en triphasé des fuites de l'induit (encoches, têtes de bobines); σ est la self des fuites du courant moyen; Φ_l, Φ_t sont le flux longitudinal et le flux transversal dus au champ d'entrefer.

En régime pernanent normal X, Y sont constants et l'on a d'après M. Blondel, en appelant Mj_0 le flux longitudinal d'excitation,

$$(4)\quad F_l = Mj_0 + (s + A)X, \qquad F_t = (s + B)Y.$$

2. Dans l'état variable, il faut ajouter à ces expressions les flux dus aux courants variables qui prennent naissance dans le circuit inducteur lui-même, dans les pôles s'ils sont massifs, dans les circuits amortisseurs s'il y en a. Nous admettrons encore avec le même auteur que tous ces courants d'amortissement sont équivalents à un système de deux courants, l'un longitudinal z_1 circulant dans un circuit caractérisé par des coefficients d'induction l_1, m_1, une résistance r_1; l'autre transversal z_2 de caractéristiques l_2, m_2, r_2.

---

[1] Séance du 16 avril 1928.

On aura ainsi le système d'équations suivant :

$$(5)\quad \begin{cases} F_l = Mj_0 + (s+A)X + m_1 z_1, & r_1 z_1 + l_1 \dfrac{dz_1}{dt} + m_1 \dfrac{dX}{dt} = 0, \\ F_t = (s+B)Y + m_2 z_2, & r_2 z_2 + l_2 \dfrac{dz_2}{dt} + m_2 \dfrac{dY}{dt} = 0. \end{cases}$$

Éliminons z_1 z_2 entre ces relations et posons

$$s + a = (s+A) - \frac{m_1^2}{l_1}, \qquad s + b = (s+B) - \frac{m_2^2}{l_2}, \qquad \varepsilon_1 = \frac{r_1}{l_1}, \qquad \varepsilon_2 = \frac{r_2}{l_2},$$

il viendra

$$(6)\quad \begin{cases} \dfrac{d}{dt}[F_l - (s+a)X] + \varepsilon_1[F_l - Mj_0 - (s+A)X] = 0, \\ \dfrac{d}{dt}[F_t - (s+b)Y] + \varepsilon_2[F_t - (s+B)Y] = 0. \end{cases}$$

Telles sont les équations générales qui lient F_l, F_t, X, Y dans un fonctionnement quelconque. D'autre part, on voit aisément que l'expression générale de la valeur instantanée du couple électromagnétique est

$$(7)\qquad C = XF_t - YF_l.$$

Pour étudier une question, on adjoindra à ces équations (6), (7) les relations liant les flux aux tensions aux bornes des phases, qui sont, si la résistance d'induit est négligeable,

$$-u_1 = \frac{df_1}{dt}; \qquad -u_2 = \frac{df_2}{dt}, \qquad -u_3 = \frac{df_3}{dt},$$

c'est-à-dire d'après (2)

$$(8)\qquad -u_1 = \frac{d}{dt}(\sigma i_m + F_l\cos\theta_1 + F_t\sin\theta_1)$$

et deux autres équations semblables.

On tiendra compte également, s'il y a lieu, de l'équation mécanique définissant le mouvement du rotor en fonction du couple appliqué.

La solution du problème sera donnée par l'intégration de l'ensemble de ces neuf équations (6), (7), (8).

3. *Conséquences générales des équations* (6) : *a. Discontinuités.* — Dans ces équations, les expressions qui sont dérivées et représentent les flux dans les circuits d'amortissement doivent rester continues sinon z_1, z_2 deviendraient infinis, ce qui ne peut être. Donc lorsque X, Y, F_l, F_t subiront des discontinuités ΔX, ΔY, ΔF_l, ΔF_t on aura :

$$(9)\qquad \Delta F_l = (s+a)\,\Delta X, \qquad \Delta F_t = (s+b)\,\Delta Y.$$

Nous proposons d'appeler $(s+a)$, $(s+b)$ les *selfs de discontinuité* par opposition à $(s+A)$, $(s+B)$ qui sont les sels de régime permanent. Ces désignations éviteraient les confusions si fréquentes avec s et σ, et nous paraissent préférables à celles employées de *self asynchrone* ou *inverse*.

b. Régimes périodiques. — Ce seront ceux dans lesquels X, Y se composent d'une partie fixe X_0, Y_0 et d'une partie sinusoïdale X_1, Y_1 de pulsation p quelconque.

c. Solutions transitoires. — Ce sont les solutions exponentielles des équations (6) sans second membre, c'est-à-dire avec $X = Y = 0$ ou $F_t = F_t = 0$. Suivant les données, l'une ou l'autre des solutions interviendra dans la période d'établissement d'un régime.

d. Pour terminer ces indications générales nous ferons remarquer que la formule (7) combinée à (4) rend compte du couple d'auto-accrochage d'une machine. Elle donne

$$\text{pour } j_0 = 0, \qquad C = -(A - B)XY.$$

Cette même formule (7) combinée à (6) rend compte dans le cas du démarrage en asynchrone, du phénomène de Görges.

MAGNÉTISME. — *Sur la susceptibilité magnétique de l'aluminium.* Note de M. C. **Chéneveau**, présentée par M. C. Matignon.

I. Le procédé américain de Hoopes a permis de préparer de l'aluminium *extra-pur*. J'ai pu déterminer, sur deux échantillons, par la méthode de la balance magnétique, la susceptibilité magnétique massique χ de ce métal qui titrait :

$$Al = 99,87; \quad Fe = 0,06; \quad Si = 0,03; \quad Cu = 0,04, \text{ pour } 100.$$

J'ai ainsi trouvé pour les deux échantillons traités de façon différente :

Premier échantillon..........	$\chi \cdot 10^6 = 0,585$
Deuxième échantillon	$= 0,579$
Moyenne : à 18°C............	$= +0,58$ (à $\pm$ 1 pour 100 près)

Pour obtenir ce résultat, il a fallu éliminer aussi complètement que possible les impuretés ferrifères apportées nécessairement par l'outil dans la préparation des échantillons; par une technique qu'on trouvera dans un Mémoire plus détaillé, je suis arrivé, en enlevant progressivement la partie superficielle, à une valeur limite de la susceptibilité magnétique que des attaques très poussées n'ont pas changée. Ainsi que le montre le tableau

suivant, la valeur de χ est la plus petite des valeurs publiées pour les plus faibles teneurs en fer; elle correspond à la plus petite proportion de fer.

Fe pour 100......	0,06	0,15	0,24
$\chi.10^6$............	+0,58	0,62 (¹)	0,65 (²).

II. J'ai fait parallèlement les mêmes expériences avec de l'aluminium servant à fabriquer des conducteurs électriques. Le métal donnait environ à l'analyse :

$$Al = 99,2; \quad Fe = 0,5; \quad Si = 0,3 \text{ pour } 100.$$

Trois échantillons différemment traités ont donné comme valeur limite :

Premier échantillon...........	$\chi.10^6 = 0,587$
Deuxième échantillon..........	$= 0,582$
Troisième échantillon [3]........	$= 0,604$
Moyenne : à 18°C..............	$= +0,59$ (à ± 1 pour 100 près)

Ce résultat est très peu différent du précédent.

Or, en admettant la loi d'additivité des propriétés magnétiques, si le fer était à l'état métallique, la mesure eût été impossible avec la sensibilité dont je disposais et qui correspondait à une proportion de fer de 6.10^{-6} pour 100 [4].

Si le fer était à l'état ionique, en prenant la valeur du fer Fe″ lié à SO^4 ou Fe‴ lié à Cl^3, on aurait dû obtenir, pour une teneur en fer de 0,5 pour 100, une susceptibilité magnétique de l'ordre de $1,8.10^{-6}$ ou 2.10^{-6}, c'est-à-dire plus du triple de la valeur observée.

Il n'y a d'ailleurs aucune relation simple entre la teneur en fer et la susceptibilité magnétique de l'aluminium, comme le montrent les nombres du tableau ci-après obtenus par divers auteurs, nombres souvent si différents pour des teneurs très voisines en fer qu'on pourrait craindre la présence de traces de fer superficiel indosables par les procédés de l'analyse chimique.

(¹) Owen, *Ann. Physik*, **37**, 1912, p. 657.

(²) Honda, *Ann. Physik*, **32**, 1910, p. 1045; *Sc. Rep. Tohuku Imp. Univ.*, **12**, 1919, p. 340.

(³) L'attaque par HCl a été moins poussée que pour les autres échantillons.

(⁴) Le silicium ($\chi.10^{-6} = -0,130$) et le cuivre ($\chi.10^6 = -0,08$), tous deux diamagnétiques, ne peuvent guère agir à cause de leur faible teneur.

Fe(%)..	0,06	0,15	0,176	0,24	0,31(1)	0,42	0,50	0,657	0,80
$\chi.10^6$....	0,58	0,62	0,706	0,65	1,82	0,685	0,59	1,30	0,695

Bien que les échantillons d'aluminium pur utilisés par les auteurs précités ne soient pas tout à fait comparables, n'ayant pas subi la même préparation, on peut conclure de tous les résultats connus : que de très petites teneurs de fer allié à l'aluminium changent, en général assez peu, les propriétés magnétiques de celui-ci, sans donner de loi simple entre ces deux variables (2); que le fer paraît se comporter ici d'une manière toute différente de celle qu'il présente à l'état métallique ou à l'état d'ion; que, comme dans certains alliages (3), ses propriétés magnétiques sont très notablement atténuées (3).

L'aluminium exempt de fer aurait une susceptibilité vraisemblablement voisine de celle indiquée pour l'aluminium extra-pur et serait bien, par conséquent, paramagnétique.

MAGNÉTISME. — *Mesure des chaleurs spécifiques vraies du nickel par une méthode électrique directe.* Note (4) de Mme **Ch. Lapp**, transmise par M. Pierre Weiss.

J'ai mesuré les chaleurs spécifiques d'un nickel pur, de la Mond Nickel Co, à de nombreuses températures comprises entre $-175°$ et $+460°$.

Le principe de la méthode est le suivant : un fil de nickel de 2mm de diamètre est placé dans un four à température uniforme t. On l'échauffe au moyen d'un courant électrique qui le parcourt pendant quelques dizaines de secondes : l'énergie qui lui est ainsi fournie est mesurée au wattmètre.

Un couple thermo-électrique nichrome-nichrome logé dans le fil permet de mesurer la température du four et les variations de température du fil. Celles-ci sont lues sur l'échelle du galvanomètre placé dans le circuit du couple et du potentiomètre. Le temps est enregistré avec un chronographe.

---

(1) Wilson, *Proc. Roy. Soc. London*, **96**, 1920, p. 96; **101**, 1922, p. 455.

(2) Pour de faibles teneurs en fer introduit dans du laiton pur, MM. L. H. Marshall et R. Sanford (*Tech. Pap. U. S. Bur. Stand.*, fasc. **17**, 1922, p. 221) ont également trouvé des résultats analogues et montré la très grande importance du traitement thermique des échantillons.

(3) Par exemple, certains aciers au manganèse (Sir R. Hadfield, C. Chéneveau et Ch. Géneau, *Comptes rendus*, **166**, 1918, p. 390).

(4) Séance du 19 mars 1928.

On construit les courbes d'échauffement et de retour à la température du four; au moyen de la dernière, on détermine les pertes de chaleur pendant l'échauffement.

Les élévations de température sont comprises entre 1 et 2°. L'expérience donne la chaleur spécifique vraie pour la température moyenne.

t.	Chaleur spécifique vraie.	*t*.	Chaleur spécifique vraie.	*t*.	Chaleur spécifique vraie.	*t*.	Chaleur spécifique vraie.
−175°	0,055	52°,2	0,1093	352°,2	0,156	359°,5	0,12902
− 78	0,089	116	0,114	352,8	0,1577	360	0,1278
− 71	0,0902	174	0,1198	353,3	0,1577	360,4	0,126
− 46	0,0952	256,4	0,1315	354,5	0,145	360,5	0,1252
− 16,5	0,1010	281,5	0,135	355	0,1445	462	0,1265
+ 10	0,1062	303	0,1391	355,5	0,1425	375	0,1265
+ 21	0,1075	339	0,147	356,8	0,13705	381	0,1272
+ 50	0,1092	350	0,1541	357	0,136	430,5	0,1278
				358	0,133	460	0,1288

Dans la courbe I apparaissent : la région AB de dégénérescence quantique, un accroissement progressif BC vers le point de Curie, puis une discontinuité CD qui s'étend sur 6°,7 environ entre 353°,5 et 360°,2, enfin la chaleur spécifique très faiblement croissante DE de la région paramagnétique.

La discontinuité n'est pas absolument brusque (courbe II); son étalement ne semble attribuable que pour une très petite partie à un défaut d'uniformité de la température. Pour un autre nickel moins pur, elle s'étendait sur 5° seulement. Le phénomène est incomparablement plus rapide qu'il n'a été trouvé dans les expériences récentes de Sucksmith et Potter [1] et de Klinkhardt [2]. Le petit étalement de la discontinuité semble provenir de ce que les différentes parties du fil n'ont pas exactement le même point de Curie; ce point varie en effet quelque peu avec l'état de la substance déterminé par son histoire antérieure [3].

On ramène les observations à ce qu'aurait donné une substance à point de Curie unique en prolongeant la courbe de part et d'autre de la discontinuité et en traçant la parallèle à l'axe des ordonnées de manière à respecter

---

[1] SUCKSMITH et POTTER, *Proc. Roy. Soc. London*, série A, 5, 1927, p. 167.

[2] KLINKHARDT, *Annalen der Phys.*, 84, 1927, p. 167.

[3] PIERRE WEISS et R. FORRER, *Annales de Physique*, 10e série, 5, 1926, p. 166, 167.

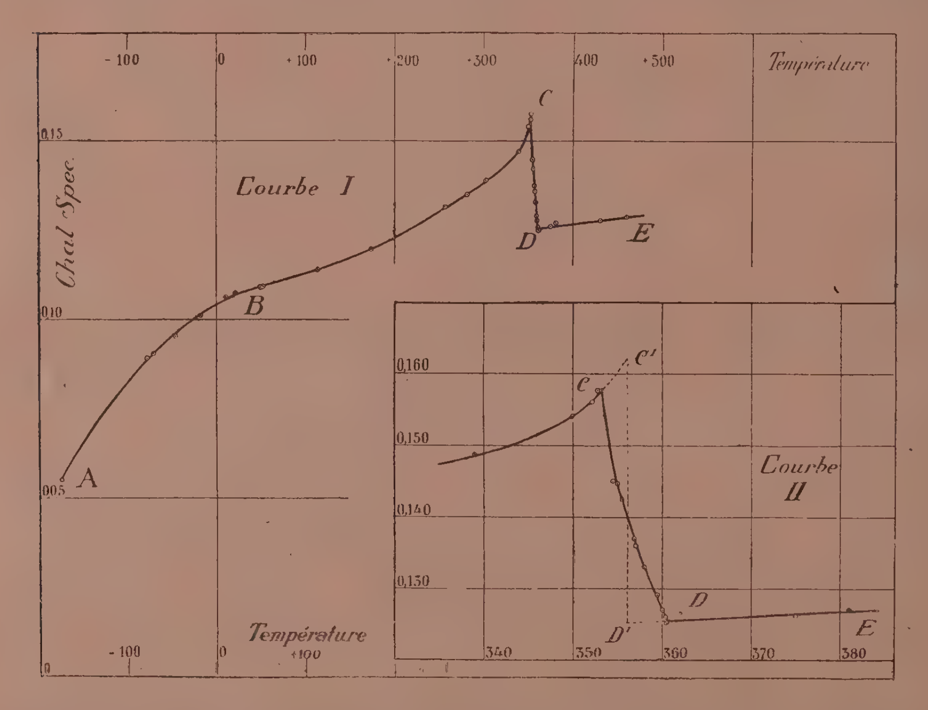
l'aire de la courbe. On trouve ainsi pour le point de Curie et la discontinuité

$$\Theta = 356^{o},1, \quad \Delta_c = 0^{o},037.$$

D'autre part des mesures magnétiques [1] donnent

$$\left(\frac{d\sigma^2}{dt}\right)_{\Theta} = 27, \qquad n = 117600,$$

où σ représente l'aimantation spontanée et n le coefficient du champ



moléculaire déduit des mesures dans la région paramagnétique. D'après la théorie du champ moléculaire :

$$\Delta_c = \frac{n}{2J}\frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{117600 \times 27}{2 \times 4,184 \times 10^7} = 0,0377.$$

Le point de Curie magnétique a été trouvé à 357°,6. Ces valeurs s'accordent avec la discontinuité et le point de Curie calorimétriques.

---

(1) Weiss et Forrer, *loc. cit.*, p. 210, 211.

OPTIQUE. — *Les nouvelles radiations diffusées.* Note de M. **Y. Rocard**, présentée par M. M. Brillouin.

M. C. V. Raman [1] décrit de nouvelles radiations extrêmement remarquables superposées à la lumière diffusée, qui s'en distinguent en ce qu'elles n'ont pas la même longueur d'onde que la radiation incidente. On les attribuait jusqu'ici, avec Ramanathan, à une légère fluorescence résiduelle. M. Raman a découvert et prouvé qu'il n'en était rien : il s'agirait d'un phénomène entièrement insoupçonné jusqu'ici.

De mon côté, une étude approfondie des molécules à moment électrique oscillant que j'ai introduites [2] dans la théorie de la diffusion m'avait amené par des voies purement théoriques à la conclusion que la lumière diffusée pouvait comporter une structure spectrale profondément différente de celle du spectre incident. Attendant des vérifications expérimentales, j'avais différé la publication des résultats qu'on va lire, mais les phénomènes découverts par M. Raman me semblent si bien correspondre au calcul que je crois devoir publier le principe d'explication qui me paraît en rendre compte.

Soit une molécule à moment électrique induit oscillant

$$A[1+\varepsilon\sin(\alpha t+\varphi)].$$

A une onde incidente sin ωt correspond une onde diffractée

$$A[1+\varepsilon\sin(\alpha t+\varphi)]\sin\omega t$$

d'après la théorie classique. Après transformation du produit de sinus, il s'y présente les fréquences ω, $\omega+\alpha$, $\omega-\alpha$, avec les intensités relatives 1, ε^2, ε^2.

Supposons qu'on éclaire avec la raie λ 4358 Å du mercure, cherchons la raie de fréquence diminuée $\omega-\alpha$ (la plus visible); α est une fréquence propre d'oscillation : On reconnaît à λ 3$^{\mu}$,40 une longueur d'onde d'oscillation propre des groupes CH^2, CH^3 des carbures saturés; on calcule aisément la longueur d'onde modifiée de fréquence $\omega-\alpha$ et qui serait λ 4999 Å (précision limitée par celle des mesures dans l'infrarouge). Or M. Raman trouve précisément dans le spectre diffusé de λ 4358 Å par le pentane, l'hexane,

---

[1] *Indian Journ. of Physics*, **2**, Part III, 1928, p. 1.

[2] *Comptes rendus*, **185**, 1927, p. 1026.

l'octane, etc., une raie invariable à λ 5000 Å environ. Pour l'eau, le benzène, il trouve la même raie un peu déplacée. Nous pouvons en rendre compte : les fréquences infrarouges fondamentales pour l'eau et le benzène correspondant à λ $2^{\mu},97$ et $3^{\mu},25$ respectivement, on trouve pour la raie $\omega - \alpha$ les longueurs d'onde 5087 Å pour l'eau, 5033 Å pour le benzène.

Donc la fréquence fondamentale infrarouge d'oscillation de la molécule semble bien rendre compte de la raie brillante fondamentale des nouvelles radiations de M. Raman.

Mais beaucoup d'autres causes font varier le moment électrique d'une molécule diffusante. Soit une molécule anisotrope en rotation (fréquence α). Analysons la lumière diffusée par un nicol, le moment électrique dans la direction principale du nicol a une partie due à l'anisotropie qui variera avec la fréquence α : on observera encore les fréquences ω, $\omega - \alpha$, $\omega + \alpha$. Pour des longueurs d'onde de rotation de 500^{μ} à 50^{μ}, on aura des raies écartées *grosso-modo* de 40 à 4 Å de part et d'autre de la raie non modifiée.

De même, les mouvements des molécules autour de la molécule considérée modifient à chaque instant le champ intermoléculaire, la partie anisotrope du champ de polarisation, etc., avec des fréquences du même ordre de grandeur que les précédentes mais continues, d'où, par le même mécanisme, un *spectre continu* dans la lumière diffusée pouvant s'étendre peut-être sur une centaine d'Å de part et d'autre de la raie incidente : c'est conforme aux observations de M. Raman. Ce spectre continu doit disparaître dans le cas d'un gaz. On verrait de même que pour un corps à molécules polaires, les déformations électrostatiques d'une molécule par l'autre étant très importantes, le spectre des nouvelles radiations doit être plus intense, ce que constate M. Raman. On analyserait de même l'influence des impuretés, des polymères, etc., on verrait que pour un corps à forte anisotropie, les raies supplémentaires d'oscillation doivent être relativement plus intenses.

En résumé, les nouvelles radiations de M. Raman se présenteraient comme des battements optiques dus aux diverses fréquences d'oscillation du moment électrique des molécules. Dans le détail de l'explication, il faudra vraisemblablement faire appel à la Mécanique ondulatoire ; déjà dans la théorie de la dispersion de Kramers-Heisenberg apparaissent les combinaisons de fréquence $\omega \pm \alpha$ dont je me suis servi ici ; mais, d'après ce

qui précède, il faut faire intervenir toutes les fréquences des diverses causes modifiant le moment électrique d'une molécule et non plus seulement les fréquences d'émission de la molécule isolée, seules considérées jusqu'ici dans les théories modernes. Toutefois, une conséquence qui paraît inévitable est la symétrie des fréquences $\omega \pm \alpha$ autour de ω et aussi des intensités : l'expérience la confirmera-t-elle? Quoi qu'il en soit, si l'explication de la nature de ces nouvelles radiations que je donne ici est adéquate, elles constitueraient un moyen précieux et inattendu d'investigation de la structure des liquides et des actions intra- et intermoléculaires.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la structure du spectre du second ordre du soufre* (SII). Note de M. J. **Gilles**, présentée par M. A. Cotton.

Étant donnée l'analogie de structure des ions OII et SII on doit s'attendre à trouver dans le spectre du soufre ionisé une fois, comme dans celui de l'oxygène ionisé une fois, des termes de multiplicités paires égales ou inférieures à 6. Si en particulier on considère les configurations électroniques *ans.*, *anp.*, *and.*... de l'ion SII qui dérivent de la distribution normale des 14 électrons de l'ion SIII, sur les couches $1s$, $2s$, $2p$, $3s$, $3p$, par addition d'un électron sur une orbite *ns*, *np*, *nd*, ... ($n \geqq 4$), on doit s'attendre à trouver un système de termes de multiplicité 4; savoir, pour la configuration *ans.* des multiplets ^4P; pour la configuration *anp.* des multiplets ^4S, ^4P, ^4D : pour la configuration *and.* des multiplets ^4P, ^4D, ^4F.

Le relevé que j'ai fait du spectre de SII et l'étude de l'effet Zeeman des raies principales de ce spectre m'ont permis de reconnaître cinq multiplets de raies qui correspondent aux combinaisons *ans.* ^4P — *anp.* P^4, *ans.* ^4P — *anp.* ^4D, *anp.* ^4P — *and.* ^4D, *anp.* ^4D — *and.* ^4D, *anp.* ^4D — *and.* ^4F. Ces multiplets sont donnés dans les tableaux suivants [1].

---

[1] Plusieurs raies de ces multiplets ont déjà été relevées dans le spectre de SII par E. et L. **Bloch** (*Comptes rendus*, 185, 1927, p. 761).

Combinaisons de ans. ^4P *avec* anp. ^4P *et* anp. ^4D.

	ans. $^4P_{\frac{1}{2}}$ 100707,7	Δν	*ans.* $^4P_{\frac{3}{2}}$ 100437	Δν	*ans.* $^4P_{\frac{5}{2}}$ 100.000	Termes
i			5		7	
ν			20302,8	437,2	19865,63	*anp.* $^4P_{\frac{5}{2}}$ 80135,2
Δν			276,0		275.8	
i	6		5		5	
ν	20297,6	270.8	20026.8	437,0	19589.8	*anp.* $^4P_{\frac{3}{2}}$ 80410,2
Δν	70,4		70,5			
i	1		5			
ν	20227,2	270,9	19556,3			*anp.* $^4P_{\frac{1}{2}}$ 80480.7
i					8	
ν					18330,81	*anp.* $^4D_{\frac{7}{2}}$ 81659,2
Δν					365,8	
i			6		7	
ν			18401,95	436,9	17965,06	*anp.* $^4D_{\frac{5}{2}}$ 82034,95
Δν			256,7		256,7	
i	5		8		5	
ν	18415,8	270,6	18145,28	437,0	17708,29	*anp.* $^4D_{\frac{3}{2}}$ 82291,71
Δν	151,1		151,3			
i	8		5			
ν	18264,7	270,8	17993,98			*anp.* $^4D_{\frac{1}{2}}$ 82443,02

Combinaisons de anp. ^4P *avec* and. ^4D.

	and. $^4D_{\frac{1}{2}}$ 57115,3	Δν	*and.* $^4D_{\frac{3}{2}}$ 57067,0	Δν	*and.* $^4D_{\frac{5}{2}}$ 56986,0	Δν	*and.* $^4D_{\frac{7}{2}}$ 56856,0	Termes
i					3		5	
ν			[ ]		23148,83	130,5	23279,39	*anp.* $^4P_{\frac{5}{2}}$ 80135,2
Δν					275,5			
i	1		3		3			
ν	23295.82	47.6	23343.48	80,9	23424.87			*anp.* $^4P_{\frac{3}{2}}$ 80410,2
Δν	69,6		70,5					
i	3		2					
ν	23365,46	48,3	23413,73					*anp.* $^4P_{\frac{1}{2}}$ 80480,7

Combinaisons de anp. ^4D *avec* and. ^4D *et* and. ^4F.

	anp. $^4D_{\frac{1}{2}}$ 82443,02	$\Delta\nu$	anp. $^4D_{\frac{3}{2}}$ 82291,21	$\Delta\nu$	anp. $^4D_{\frac{5}{2}}$ 82034,95	$\Delta\nu$	anp. $^4D_{\frac{7}{2}}$ 81669,2	Termes
i					3		5	
ν					25177,80	363,6	24814,20	and. $^4D_{\frac{7}{2}}$ 56856,0
$\Delta\nu$					128,3		130,6	
i			0		2		2	
ν			25306,09	256,6	25049,48	365,9	24683,56	and. $^4D_{\frac{5}{2}}$ 56986,0
$\Delta\nu$			80,9		81,3			
i	0		1,5		1,5			
ν	25376,5	151,4	25225,14	257,0	24968,19			and. $^4D_{\frac{3}{2}}$ 57067,0
$\Delta\nu$	48,3		48,1					
i	1,5		3					
ν	25328,0	151,0	25177,0					and. $^4D_{\frac{1}{2}}$ 57115,3
i							6,5	
ν							24015,95	and. $^4F_{\frac{9}{2}}$ 57653,25
$\Delta\nu$							310,2	
i					6		3	
ν					24071,4		23705,70	and. $^4F_{\frac{7}{2}}$ 57963,25
$\Delta\nu$					210,6			
i			4,5		3			
ν			25117,76	256,9	23860,85		[ ]	and. $^4F_{\frac{5}{2}}$ 58173,95
$\Delta\nu$			134,7					
i	4		1,5					
ν	24134,34	151,3	23983,00		[ ]			and. $^4F_{\frac{3}{2}}$ 58308,68

SPECTROSCOPIE. — *Sur le spectre d'absorption de l'oxyde azotique.* Note de M. **Maurice Lambrey**, présentée par M. Ch. Fabry.

Dans une précédente Communication [1], j'ai décrit sommairement un spectre d'absorption attribuable à l'oxyde azotique NO. Contrairement à ce que je pensais, son existence avait déjà été signalée par Leifson [2]. D'autre part les bandes d'émission que j'ai également observées s'identifient avec les bandes β et γ de l'azote actif découvertes par Fowler et Strutt [3]. La coïncidence de ces bandes avec les bandes d'absorption de l'oxyde azotique permet, comme l'indiquent par ailleurs Sponer et Hopfield [4], de les attribuer définitivement à la molécule neutre NO.

Le spectre d'absorption de NO se compose de deux familles de doublets, chacune des composantes de ces doublets étant une bande résoluble.

Les doublets de la première famille ont leur arête du côté des grandes longueurs d'onde. Les longueurs d'onde des maxima d'absorption sont, en Å, à 1 Å près :

2369,0	2267,85	2153,75	2051	1959,5	1875
2362,3	2261,5	2148,25	2146,5	1954,5	1870

Les doublets de la seconde famille, dont certains se superposent au moins partiellement à ceux de la première, ont leur arête du côté des courtes longueurs d'onde. Les longueurs d'onde de leurs composantes sont, à 1 Å près :

2203,6 2199,1	2108 2104	2024,5 2021	1949±2 1946±2
superposé à 2153,75 2148,25	2066 2062	1985 1982	1913±4 1909±4

Les tableaux suivants sont relatifs à la structure fine de deux doublets d'absorption. Les longueurs d'onde indiquées à 0,1 Å près sont celles des maxima d'absorption. Un seul minimum d'absorption, indiquant la position de la raie nulle, est signalé.

---

(1) Lambrey, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 382.

(2) S. W. Leifson, *Astrophys. Journ.*, 43, 1926, p. 73.

(3) Fowler et Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, 85, A, 1911, p. 337.

(4) Sponer et Hopfield, *Phys. Rev.*, 27, 1926, p. 640.

Doublet 2267,85 2261,5 (première famille).

Première composante.	Deuxième composante.			
2269,1 arête	2262,7 arête	2257,5	2249,4	2242,95
2268,55 min.	2262,3 min.	2256,9	2248,45	2242,5
2267,85	2261,5	2256,05	2247,65	2241,8
2267,45	2261,2	2255,6	2246,75	2241,35
2267,0	2260,8	2254,85	2246,5	2240,8
2266,6	2260,5	2254,25	2245,75	2240,3
2265,8	2260,0	2253,4	2245,5	2239,6
2265,35	2259,55	2252,7	2244,9	2239,1
2264,75	2259,1	2251,8	2244,6	2238,5
2264,2	2258,6	2251,05	2243,75	2237,85
2263,85	2258,15	2250,4	2243,4	

Si v est le nombre d'ondes par centimètre, n un nombre entier positif ou négatif, les raies de la première composante sont représentées convenablement par

$$10^{-4}v = 4408,2 + 1,07n + 0,23n^2 \qquad \text{(br. pos. et nég.)},$$
$$10^{-4}v = 4409,8 + 0,23n^2 \qquad \text{(br. nulle)}.$$

Les premières raies de la seconde composante sont données par

$$10^{-4}v = 4420,5 + 0,737n + 0,134n^2 \qquad \text{(pas de br. nulle)};$$

mais, pour les grandes valeurs de n; d'une part, un terme en n^4 devient nécessaire; d'autre part, les raies se dédoublent. On peut alors représenter l'ensemble des raies par une fonction bicarrée :

$$10^{-4}v = 4419,5 + 0,134(n + 0,25)^2 - 10^{-5}(2,65 \pm 0,35)(n + 0,25)^4$$

(n : entier positif ou négatif, la raie nulle n'étant plus $n = 0$).

Doublet 2153,75-2148,25 (première famille).

Première composante.	Deuxième composante.			
2154,9 arête	2149,2 arête	2143,65	2136,1	2103,95
2154,5	2148,85 min.	2143,0	2135,8	2230,45
2154,25 min.	2148,25	2142,6	2135,4	2130,45
2253,75	2148,05	2142,1	2135,0	2129,85
2153,4	2147,5	2141,4	2134,5	2129,45
2152,95	2147,1	2140,85	2134,05	2128,75

Doublet 2153,75-2148,25 (première famille) (*suite*).

Première composante.	Deuxième composante.			
2152.4	2146,55	2140,2	2133,7	2128,2
2152,2	2146,2	2139,5	2133,25	2127,6
2151,85	2145,7	2138,7	2132,8	2127,6
2151,35	2145,4	2137,95	1132,45	2126,7
2151,2	2144,9	2137,4	2131,85	
2150,15	2144,5	2137,15	2131,5	
2149,7	2144,05	2136,8		

Les raies de la première composante sont données par

$$10^{-4}\nu = 4642,05 + 1,30\,n + 0,29\,n^2 \qquad \text{(br. pos. et nég.)},$$
$$10^{-4}\nu = 4643,05 + 0,29\,n^2 \qquad \text{(br. nulle)}.$$

Les premières raies de la seconde composante sont données par

$$10^{-4}\nu = 4653,7 + 0,871\,n + 0,238\,n^2 \qquad \text{(br. pos. et nég.)};$$
$$10^{-4}\nu = 4654,75 + 0,238\,n^2 \qquad \text{(br. nulle)},$$

mais l'ensemble de ces raies est donné par une fonction bicarrée analogue à celle qui est indiquée plus haut.

Doublet 2104,0-2107,85 (seconde famille).

Les raies de ce doublet sont représentées par les formules respectives :

Première composante $\begin{cases} 10^{-4}\nu = 4752,95 + 0,549\,n - 0,30\,n^2, \\ 10^{-4}\nu = 4752,1 \;\; - 0,30\,n^2. \end{cases}$

Deuxième composante $\begin{cases} 10^{-4}\nu = 4743,2 + 1,14\,n - 0,30\,n^2, \\ 10^{-4}\nu = 4741,8 - 0,30\,n^2. \end{cases}$

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Sur le calcul théorique de la diffusion de la lumière dans un fluide.* Note [1] de M. J. **Cabannes**, présentée par M. Charles Fabry.

Les auteurs [2] qui cherchent à évaluer théoriquement la diffusion de la lumière dans un fluide admettent : 1° que le volume V occupé par le fluide

---

[1] Séance du 16 avril 1928.

[2] Gans, *Das Tyndallphänomen in Flüssigkeiten* (*Zeitschrift für Physik.*, 171, 1923, p. 363-397). — Raman et Krishnan, *A Theory of Light-Scattering in Liquids* (*Philosophical Magazine*, 5, 1928, p. 498-512).

peut être décomposé en p éléments égaux dv assez petits pour que les molécules comprises à l'intérieur d'un élément vibrent en concordance de phase; 2° qu'il n'y a pas de corrélation entre les fluctuations moléculaires dans deux éléments voisins. A partir de ces deux hypothèses, on calcule en bloc la diffusion de la lumière par un élément dv, et l'on ajoute les *intensités* diffusées par tous ces éléments, comme on le ferait avec des sources de lumière incohérentes.

Malheureusement ces deux hypothèses sont contradictoires; le trajet parcouru par la lumière à l'intérieur d'un élément dv ne peut guère dépasser une dizaine d'angströms : l'une au moins des dimensions de dv est donc du même ordre de grandeur que le rayon d'action moléculaire. Il faut donc s'affranchir de la seconde hypothèse.

Soit $d_i\varpi$ l'écart entre la densité actuelle dans le volume élémentaire dv_i et la densité moyenne ϖ du fluide. Le vecteur électrique émis par l'élément dv_i peut s'écrire $A\,d_i\varpi\cos(\omega t-\varphi_i)$, d'où l'intensité diffusée au total par le volume V :

$$J=A^2\left[\Sigma\overline{(d_i\varpi)^2}(dv_i)^2+\Sigma\Sigma\overline{d_i\varpi\,d_j\varpi}\,dv_i\,dv_j\cos(\varphi_j-\varphi_i)\right].$$

Mais, parmi les éléments (i,j), ceux qui réagissent les uns sur les autres sont assez rapprochés pour qu'on puisse, en général, poser $\cos(\varphi_j-\varphi_i)=1$ dans tous les termes non nuls du crochet, ce qui permet d'écrire

$$J=A^2\left[\Sigma\overline{(d_i\varpi)^2}(dv_i)^2+\Sigma\Sigma\overline{d_i\varpi\,d_j\varpi}\,dv_i dv_j\right].$$

Nous ne connaissons pas, en général, le carré moyen des fluctuations de la densité dans chacun des éléments dv, mais nous pouvons écrire, en désignant par $\Delta\varpi$ l'écart dans le volume V,

$$\Delta\varpi=d_1\varpi\frac{dv_1}{V}+d_2\varpi\frac{dv_2}{V}+\ldots+d_i\varpi\frac{dv_i}{V}+\ldots,$$

d'où

$$\Sigma\overline{(d_i\varpi)^2}(dv_i)^2+\Sigma\Sigma\overline{d_i\varpi\,d_j\varpi}\,dv_i\,dv_j=\overline{(\Delta\varpi)^2}\,V^2$$

et

$$J=A^2\,V\,\overline{(\Delta\varpi)^2}\,V.$$

Ce calcul montre :

1° Que, par suite des interactions entre éléments voisins, *les fluctuations n'obéissent pas aux mêmes lois dans un volume élémentaire* dv *et dans le volume total* V; *on a*

$$\overline{(\Delta\varpi)^2}\,V\neq\overline{(d_i\varpi)^2}\,dv_i.$$

2° Que *l'intensité de la lumière diffusée* J *est bien proportionnelle au carré moyen des fluctuations de la densité dans un grand volume*, c'est-à-dire, si l'on admet le calcul classique de Smoluchowski [1], au coefficient de compressibilité isotherme β, et non pas au coefficient β' (inférieur à β) qui caractérise les fluctuations de la densité dans un élément dv [2].

On retrouve donc, par le calcul correct que nous venons d'indiquer, la formule connue

$$J = \frac{\pi^2}{2\lambda^4}\frac{RT\beta}{N}(\mu^2 - 1)^2\frac{6(1+\rho)}{6 - 7\rho}E$$

(λ, longueur d'onde dans le vide ; R, constante des gaz ; N, nombre d'Avogadro ; T, température absolue ; μ, indice de réfraction ; ρ, facteur de dépolarisation ; E, éclairement produit par le faisceau incident).

Il en résulte que les hypothèses contradictoires du début aboutissaient, en fin de compte, à un résultat exact. Cela provient de ce que les auteurs qui ont commis cette première erreur en ont ajouté une seconde qui la compensait, en admettant à tort que le calcul de Smoluchowski donne le carré moyen des fluctuations de la densité dans un élément de volume dv. Ils ont écrit successivement les deux relations *inexactes*

$$J = A^2 V(\overline{d_i\varpi})^2\, dv_i \quad \text{et} \quad (\overline{d_i\varpi})^2\, dv_i = (\overline{\Delta\varpi})^2 V,$$

qui les ont conduits à l'expression correcte de J.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Altération profonde d'un alliage nickel-cuivre dans la vapeur d'eau surchauffée, vers 350 à 400°.* Note de M. **J.-F. Saffy**, présentée par M. H. Le Chatelier.

En vue de faire la sélection des métaux les plus aptes, compte tenu de leur prix de revient, à être utilisés pour la confection des aubages de turbines à vapeur dans les conditions d'emploi modernes, j'ai cherché, depuis quelques années, à caractériser l'action exercée sur une gamme étendue de métaux (Fe-Ni, Cu-Ni, Fe-Cr, Fe-Ni-Cr, etc.) par le séjour dans la vapeur d'eau, action se traduisant sur certains d'entre eux (notamment Fe-Ni) par l'alté-

---

[1] Smoluchowski, *Molekular-kinetische Theorie der Opaleszenz* (*Annalen der Physik*, **25**, 1908, p. 205-226).

[2] Ce coefficient β' a été calculé par Y. Rocard dans le cas des gaz qui n'obéissent pas à la loi de Mariotte (*Thèse*, Paris, 1928, p. 55).

ration connue sous le nom de corrosion fissurante. Il m'a paru intéressant de signaler quelques résultats inattendus et d'un caractère particulier observés sur des échantillons de métal contenant : C : 0,2; Mn : 1,6; Ni : 68,6; Cu : 28,9, alliage coûteux mais doué de belles caractéristiques mécaniques et d'une avantageuse résistance chimique vis-à-vis d'une série d'agents corrosifs, et souvent préconisé pour l'application envisagée ici.

Des expériences préliminaires prolongées pendant 17 mois dans la vapeur saturée à basse pression ($6\ kg/cm^2$ et 150° approximativement) ayant montré que, dans ces conditions d'épreuve, suffisantes pour provoquer la corrosion fissurante dans d'autres métaux, l'alliage en cause conservait d'excellentes propriétés mécaniques appréciées avec sensibilité d'après le nombre des pliages à 180° ($\pm 90°$) supportés sans criquer avant (16 à 17 pliages) et après l'essai (13 à 15 pliages) par un fil au diamètre de $0^{mm},5$, des conditions d'épreuve plus sévères, vapeur surchauffée maintenue pendant 7 jours à $475° \pm 15°$ et à une pression de $14\ kg/cm^2$, furent réalisées dans un autoclave d'essai chauffé par une résistance électrique extérieure et pouvant sans danger fonctionner jusqu'à 600° et $100\ kg/cm^2$.

Dans ces nouveaux essais, les échantillons étaient des fils de $0^{mm},5$ de

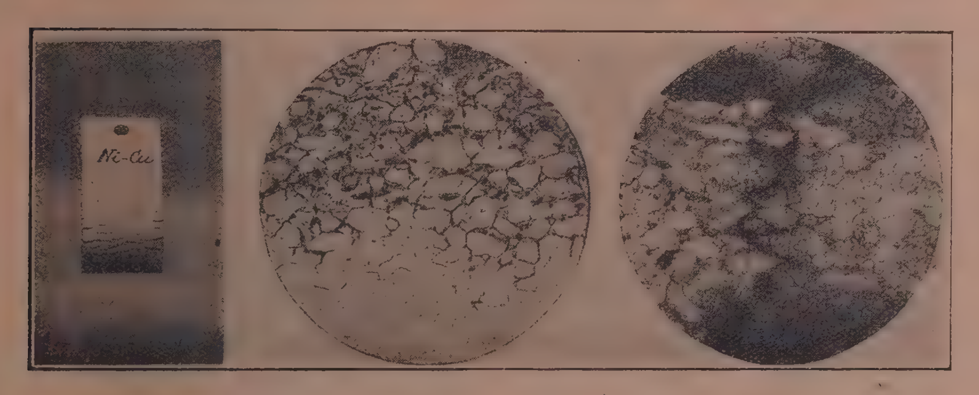


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

diamètre qu'on éprouvait comme ci-dessus, et des plaquettes polies de $38 \times 15 \times 3^{mm}$ dont on mesurait la variation de poids après essai et nettoyage, qu'on soumettait à des ployages et qu'on étudiait au microscope. Sur les deux plaquettes on a noté des gains de poids relativement faibles : 1,38 et $1,24\ mg/cm^2$; en revanche le fil initialement très souple (14 pliages) était devenu très cassant (moins de 1 demi-pliage). Surpris de la discordance entre ces deux résultats, j'ai plié les plaquettes (*fig.* 1) : le

métal qui, à l'état naturel ou recuit, plie à bloc sans criques, est, après l'essai, complètement dénaturé, ainsi qu'en témoignent les craquelures, et cela sans aucune apparence d'oxydation, les plaquettes étant gris argent après l'essai. L'examen microscopique (*fig.* 2 et 3, attaque à l'eau régale, grossissement 180) a permis de préciser le processus de l'altération. L'échantillon (coupe médiane 15×3^{mm}) révèle après attaque une zone périphérique d'aspect particulier, de 1^{mm} environ d'épaisseur; il est donc normal que le fil de 5/10 soit devenu très fragile. La figure 2 montre la transition entre la zone altérée et le substratum demeuré sain; la figure 3 montre le cheminement d'une crique dans la région pliée : la fragilité est acquise comme dans les ferronickels, par désagrégation intergranulaire.

Devant ce résultat un nouvel essai a été effectué pendant un mois dans de la vapeur surchauffée à $375^{\circ} \pm 25^{\circ}$ et 10 kg/cm^2. Le pliage sur plaquettes a produit des craquelures de même importance que dans l'essai précédent en outre, on a constaté la formation d'une forte pellicule d'oxyde blanc verdâtre, brillante, partiellement détachée, le métal sous-jacent étant de couleur gris mat; on n'a donc pas noté de « gain de poids », mais seulement, après un nettoyage d'ailleurs très facile, une très forte perte de poids : 187 et 163 mg/cm^2.

En vue de préciser l'ordre de grandeur de la température à partir de laquelle le métal est altéré par la vapeur surchauffée, j'ai enfin procédé à quelques essais à la pression atmosphérique en faisant circuler de la vapeur d'eau dans les fours tubulaires de laboratoire sur des lamettes de 3^{mm} d'épaisseur et en soumettant chaque semaine les éprouvettes à l'essai de ployage.

A 500°, après 2 semaines, elles plient à 180° avec crique profonde ou cassent.

A 400°, après 7 semaines, elles cassent toutes avant pliage à bords parallèles, c'est-à-dire dès un pliage de 90 à 120°.

A 350°, après 8 semaines, elles plient toutes à bloc, à 180°, mais toujours avec criques plus ou moins importantes, intéressant parfois presque toute l'épaisseur.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la décomposition du gaz carbonique à faible pression sous l'action du courant électrique.* Note de MM. **Pierre Jolibois, Henri Lefebvre** et **Pierre Montagne**, présentée par M. H. Le Chatelier.

Nous avons étudié précédemment [1] l'action d'une ou plusieurs étincelles sur le gaz carbonique à faible pression. Il est intéressant de comparer ces résultats à ceux que donne le passage d'un courant obtenu en reliant les électrodes du tube à une source de courant continu, avec interposition d'une résistance de quelques dizaines de mégohms. Bien qu'un tel courant ne soit pas à proprement parler continu, nous admettrons qu'un microampèremètre à courant continu intercalé dans le circuit donne l'intensité moyenne du courant traversant le gaz.

En employant le dispositif expérimental décrit précédemment (*loc. cit.*), nous avons constaté que pour des intensités comprises entre 0 et 2 milliampères, l'équilibre final de la dissociation est sensiblement indépendant de l'intensité; mais cet équilibre est atteint plus vite avec un courant intense qu'avec un courant faible.

Tableau I.

Taux de dissociation du gaz carbonique sous l'influence du courant électrique.

Pression initiale : 3^{mm},4.

Temps.	Intensité moyenne du courant en microampères.				
	250.	350.	650.	1000.	1700.
15 secondes					0,11
30 »		0,06	0,09	0,14	
1 minute		0,10	0,18	0,25	0,30
2 minutes	0,16	0,20	0,31	0,44	0,42
2 » 30 sec.					0,44
3 »				0,45	
5 »	0,27		0,44		
10 »	0,38	0,39	0,43		
14 »	0,42	0,40			
20 »	0,42	0,40	0,44		

(1) *Comptes rendus*, **181**, 1925, p. 608; **182**, 1926, p. 1026 et 1145; **183**, 1926, p. 784; **184**, 1927, p. 323 et 522; **186**, 1928, p. 948.

L'influence de la pression sur le degré de dissociation, lors de l'équilibre est au contraire très importante, ainsi que le montre le tableau suivant :

Tableau II.

Variation du taux de dissociation du gaz carbonique en fonction de la pression initiale.

Pression initiale en mm de Hg.	Taux de dissociation correspondant à l'équilibre.	Température apparente de l'étincelle.
0,8	0,54	2318°
1,9	0,48	2340
3,4	0,44	2353
5,0	0,40	2350
8,0	0,31	2312

Nous avons inscrit sur ce tableau les températures apparentes calculées comme nous l'avons indiqué précédemment [1]. Elles sont toutes voisines de 2300°, comme dans le cas de la décharge de condensateurs d'une capacité de quelques millièmes de microfarads.

Que l'on fasse agir sur le gaz carbonique le courant continu ou l'étincelle de décharge de condensateurs de 0,001 à 10 microfarads, la température apparente est toujours comprise entre 2100 et 3000°. Si l'on était certain que l'action du courant ou des décharges soit d'origine purement thermique, on pourrait dire que les effets en sont équivalents à ceux d'un chauffage sous pression constante aux températures citées précédemment.

Rendement. — Dans les expériences utilisant une source de courant continu, le microampèremètre intercalé dans le circuit indique une intensité I. La différence de potentiel V aux bornes du tube est donnée par un voltmètre électrostatique. Nous admettrons dans ce qui suit que la puissance électrique W_1 absorbée par le tube est VI. Connaissant la masse de gaz carbonique dissocié au cours d'une expérience, on sait calculer par les données thermochimiques l'énergie W_2 strictement nécessaire à cette dissociation. Le rendement chimique du courant est donc $\frac{W_2}{W_1}$.

Nous avons vu que dans les premiers instants du passage d'un courant d'intensité moyenne de quelques centaines de microampères, le taux de dissociation est sensiblement proportionnel au temps et à cette intensité. Le rendement chimique est donc, dans ces conditions, à peu près indépendant

[1] *Comptes rendus*, **183**, 1926, p. 784.

de ces deux facteurs. Le tableau suivant montre que, par contre, il diminue quand la pression augmente.

Tableau III. — *Variation en fonction de la pression du rendement chimique du courant continu.*

Pression initiale du gaz carbonique (en mm de Hg).	Rendement (pour 100).	Intensité moyenne du courant (en microampères).
0,8	4,8	100
1,9	4,5	600
3,4	3,0	600
5,0	1,6	150
8,0	1,2	900

Le rendement du courant continu est incomparablement plus faible que celui de la décharge d'un condensateur, lequel, dans certaines expériences, atteignait 30 pour 100.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le foisonnement dans l'hydrogène des métaux et alliages contenant un peu d'oxyde.* Note de MM. **M. Guichard, Clausmann** et **Billon**, présentée par M. G. Urbain.

Lorsqu'on chauffe, dans un courant d'hydrogène, un alliage d'argent et de cuivre, *plus ou moins oxydé*, on observe, si l'on *atteint le point de fusion*, une agitation du métal, produite par un dégagement de bulles qui le soulèvent, en projetant, en tous sens, un grand nombre de petits globules métalliques. Par contre, en maintenant l'alliage *au-dessous de son point de fusion*, il se produit une perte de poids progressive, en même temps qu'un accroissement du volume. Lorsqu'un alliage a été fondu une première fois dans l'hydrogène, il ne donne plus aucun de ces phénomènes.

Pour étudier le *phénomène de projection à la fusion*, on peut recueillir et peser séparément le métal qui a été projeté en globules et celui qui a été fondu sur place et déterminer ainsi, approximativement, l'influence de la teneur en oxygène de l'alliage sur l'intensité du phénomène. Nous avons ainsi obtenu les nombres suivants, sur des alliages oxydés, puis plus ou moins désoxydés par chauffage dans l'hydrogène, sans fusion.

Titre de l'alliage en argent (pour 1000)	700.			727.	
Durée du chauffage à 700° dans l'hydrogène sans fusion	0h	66h	100h	0h	16h
Oxygène contenu pour 1000	0,7	»	0,18	»	»
Métal projeté par fusion dans l'hydrogène, pour 1000	22	3	2,3	24,5	7,5

L'accroissement de volume qui se produit dans l'hydrogène *au-dessous du point de fusion* a été observé sur un premier alliage à 700 millièmes d'argent; un cylindre de cet alliage, maintenu vers 700° pendant 100 heures, qui contenait primitivement 0,77 pour 1000 d'oxygène, n'en contient plus que 0,18 pour 1000 et son diamètre s'est accru de 10 pour 100.

Le tableau suivant résume les résultats fournis par quatre alliages fondus avec un excès d'oxyde de cuivre vers 1200° et coulés en lingots cylindriques; les trois premiers contiennent du cuivre, de l'argent et de l'oxyde de cuivre; le dernier contient de l'argent et de l'oxyde de cuivre.

	1.	2.	3.	4.
O dosé par fusion dans H : pour 1000.....	5,7	4,9	2,8	2,6
Ag avant fusion dans H : »	831,5	904	966,5	982
Perte de poids à 700° dans H, sans fusion en 15 heures : »	2,0	2,6	0,8	0,4
De même en 30 heures : »	2,9	3,4	1,7	1,2
Augmentation de volume dans ces conditions, en 15 heures : pour 100.....	10	18	14,5	27,7
De même en 30 heures : »	12,7	22,9	44,6	éclaté

La variation du volume croît donc avec la teneur en argent même si l'alliage le plus riche en argent est le moins oxydé; la résistance mécanique du métal paraît être ici un facteur essentiel.

La figure 1 montre, en grandeur naturelle, l'accroissement de diamètre des échantillons 1, 2, 3, 4 et d'un cinquième analogue au n° 4, par rapport au diamètre primitif n° 0. La figure 2 montre un échantillon (1) dont la masse n'a pas été entièrement pénétrée par l'hydrogène; la métallographie, prise en coupe à la limite de la pénétration par l'hydrogène, montre, dans la partie supérieure, les cristaux d'oxyde non réduits et, dans la partie inférieure, des cavités produites par la réduction des cristaux d'oxyde (grossissement 80). La figure 3 montre, en coupe, la pénétration des fentes déjà visibles sur l'échantillon n° 3, en grandeur naturelle (*fig.* 1) (grossissement 80).

Le cuivre partiellement oxydé, exempt d'argent, donne lieu au foisonnement dans les mêmes conditions que les alliages que nous venons d'étudier.

Enfin, nous avons vérifié que ces métaux et alliages traités de la même manière ne présentent pas de changement d'aspect, ni de dimensions lorsqu'ils sont exempts d'oxyde.

Une seule et même cause nous paraît rendre compte de ce foisonnement

des métaux et alliages oxydés, chauffés dans l'hydrogène, sans fusion et des projections qui se produisent au moment de la fusion elle-même.

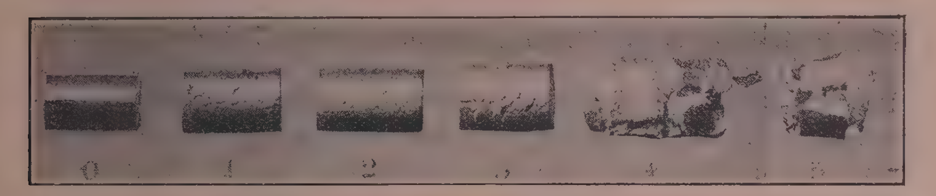


Fig. 1.

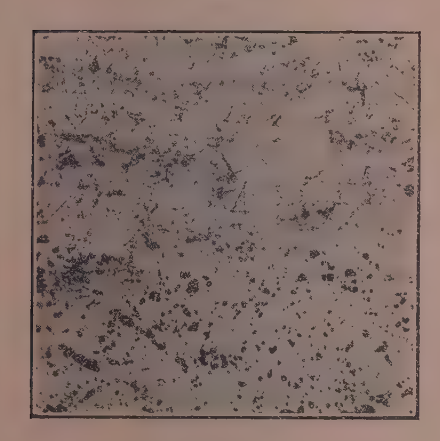


Fig. 2.

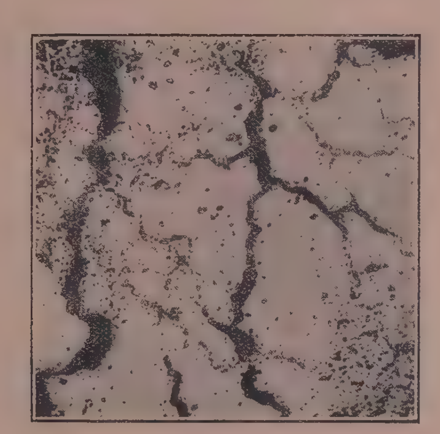


Fig. 3.

L'hydrogène diffuse à travers nos alliages; rencontrant alors les cristaux d'oxyde de cuivre, il les réduit en libérant le cuivre et formant de l'eau. Cette eau diffuse, en sens inverse, vers l'extérieur avec une vitesse réduite par rapport à celle de l'hydrogène. Après un certain temps, les petits cristaux d'oxyde sont remplacés par autant de bulles de vapeur d'eau fortement comprimées. Le foisonnement montre que la résistance du métal ne suffit pas à contenir la pression de cette vapeur qui peut arriver à provoquer un véritable éclatement du métal. Au point de fusion, les bulles de vapeur s'échappent violemment en projetant le métal ainsi que nous l'avons montré.

Il convient donc d'éviter l'action d'une atmosphère hydrogéné au cours du traitement thermique des métaux pouvant contenir de petites quantités d'oxyde.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détermination cryoscopique des équilibres moléculaires de la résorcine et de la pyrocatéchine en solution aqueuse*. Note de MM. **F. Bourion** et **Ch. Tuttle**, présentée par M. G. Urbain.

Dans le but de compléter l'étude quantitative des équilibres moléculaires offerts à 100° C., par les polyphénols, dans les solutions aqueuses de chlorures alcalins, que l'un de nous a faite en collaboration avec M. Rouyer [1] et que ce dernier a examinée en solution aqueuse [2], nous avons entrepris par voie cryoscopique l'étude de ces phénomènes à 0° C. A cet effet nous avons tout d'abord déterminé les équilibres présentés en solution aqueuse, par la résorcine et la pyrocatéchine.

Si nous admettons des équilibres entre n molécules simples et une molécule associée :

$$n\,C^6H^6O^2 \rightleftarrows (C^6H^6O^2)^n,$$

on a

$$c + nc' = C, \tag{1}$$

$$\frac{x}{x'} = \frac{c}{nc'}, \tag{2}$$

$$x + x' = a, \tag{3}$$

$$\Delta C = 18,4\left(\frac{x}{110} + \frac{x'}{110\,n}\right), \tag{4}$$

$$K_n = \frac{c^n}{c'}, \tag{5}$$

C étant la concentration totale évaluée en molécules simples, x, x' et a les masses respectives de molécules simples, associées et totales de polyphénols, en présence de 100g d'eau, et ΔC l'abaissement cryoscopique.

En utilisant la technique de Raoult à peine modifiée, on a obtenu :

1° *Résorcine.*

Concentration.	K_2.	K_3.	K_4.
0,250	3,86	1,89	0,507
0,375	3,78	2,74	1,11
0,500	2,95	2,82	1,45
0,625	2,52	2,99	1,88

---

(1) F. Bourion et E. Rouyer, *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 941 et 1064; **186**, 1928, p. 82; *Journ. de Chim. Phys.*, **24**, 1927, p. 437-439, et **25**, 1928, p. 234-248.

(2) E. Rouyer, *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 1934.

Concentration.	K_2.	K_3.	K_4.
0,750	2,34	3,33	2,47
0,875	2,00	3,33	2,81
1,000	1,76	3,45	3,17
1,125	1,59	3,43	3,60
1,250	1,49	3,59	4,14
1,375	1,32	3,55	4,43
1,500	1,19	3,56	4,79
1,625	1,09	3,58	5,17
1,750	0,952	3,46	5,30
1,875	0,884	3,53	5,72
2,000	0,796	3,47	5,99
2,125	0,742	3,51	6,41
2,250	0,706	3,62	6,97
2,375	0,648	3,61	7,30
2,500	0,562	3,45	7,35
2,625	0,520	3,48	7,69
2,750	0,480	3,55	8,21
2,875	0,452	3,55	8,55
3,000	0,416	3,55	8,90

2° *Pyrocatéchine.*

Concentration.	K_2.	K_3.	K_4.
0,250	14,84	7,36	2,72
0,375	7,27	5,35	2,90
0,500	5,81	5,64	4,00
0,625	4,87	5,86	5,10
0,750	3,80	5,44	5,54
0,875	3,26	5,50	6,33
1,000	3,19	5,35	7,96
1,125	2,73	5,82	8,48
1,250	2,27	5,39	8,53

On voit que, seul, le paramètre K_3 offre une bonne constance, de 0,75 M à 3 M pour la résorcine et de 0,375 M à 1,25 M, concentration voisine de la saturation, pour la pyrocatéchine. Il y a donc dans ces domaines, équilibres exclusifs entre molécules simples et molécules triples, alors qu'à 100° C. il y a équilibre entre molécules simples et doubles aux basses concentrations, puis équilibre entre molécules simples et triples aux concentrations élevées.

La constante moyenne K_3 est 3,50 pour la résorcine, et 5,54 pour la pyrocatéchine, lorsque les concentrations sont évaluées à 15°C., puis 3,52 pour la résorcine, et 5,57 pour la pyrocatéchine, lorsque les concentrations sont estimées à 0° C.

Des valeurs des constantes obtenues à 100° C. et à 0° C., on déduit par application de la formule de van't Hoff

$$\frac{d \operatorname{Log} K}{dT} = -\frac{JQ}{RT^2}$$

pour la chaleur d'association, supposée indépendante de la température dans l'intervalle 0° C. — 100° C., de 3^{mol} simples en 1^{mol} triple, en solution aqueuse : environ + 600 cal./gr. à volume constant pour la résorcine, — 2400 pour la pyrocatéchine.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Essais de benzylation et de phénylation de l'α-méthylcyclohexanone.* Note de MM. **R. Cornubert** et **H. Le Bihan**, présentée par M. Ch. Moureu.

Dans une précédente Note [1], l'un de nous a montré que la formation simultanée d'αα- et d'αα'-méthylalcoylcyclohexanones par alcoylation de l'α-méthylcyclohexanone, par la méthode à l'amidure de sodium (pour 85-88 pour 100 d'isomère αα et 15-12 pour 100 d'isomère αα'), devait constituer un phénomène d'orientation dû à la présence du groupe méthyle; et ne devait pas représenter un effet de transposition, dont différents réactifs ou impuretés auraient pu être la cause. Par suite, l'orientation paraissant acquise lors de la sodation, toute alcoylation ou arylation devait conduire aux mêmes pourcentages de dérivés symétrique et dissymétrique. En vue de cette vérification, nous avons cherché à réaliser de nouvelles substitutions, en benzylant et en phénylant l'α-méthylcyclohexanone. Malheureusement seule la benzylation a réussi; ni le bromure, ni l'iodure de phényle, même au sein du xylène, n'ont donné la moindre trace de dérivé phénylé.

Benzylation de l'α-méthylcyclohexanone. — Dans un précédent travail [2], nous avons montré que l'allylation au bromure et à l'iodure d'allyle, donnait un mélange un peu moins riche en dérivé symétrique αα' (12 pour 100) que l'allylation au chlorure (20 pour 100). Nous avons cherché à retrouver ce résultat; et avons par suite benzylé d'abord avec du bromure, ensuite avec du chlorure. Dans l'un et l'autre cas, en prenant les quantités d'amidure et d'halogénure calculées pour une monoalcoylation, nous avons aisément obtenu une grande quantité d'α-méthylbenzylcyclo-

---

[1] R. Cornubert, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 441.

[2] R. Cornubert et H. Le Bihan, *Bull. de la Soc. chim.*, 4e série, **41**, 1927, p. 1077.

hexanone (Eb.$_{17}$: 167-169°), à côté d'une petite quantité de cétone dibenzylée. De cette dernière, nous avons séparé un produit solide fondant à 105° [vraisemblablement l'α-méthyl-α-benzyl-α'-benzylcyclohexanone d'après ce qui suit [1]], et un produit liquide de même composition centésimale bouillant à 230-232° sous 15^{mm}. Pour la première fois, nous constatons expérimentalement que cette α-méthyldialcoylcétone est divisible en deux portions de même composition; et doit par suite être constituée par un mélange de deux isomères, ce qui jusqu'ici n'avait pu être considéré que comme une vraisemblance.

La cétone monobenzylée a été analysée par la méthode à l'aldéhyde benzoïque, en utilisant l'acide chlorhydrique comme agent de condensation. On a pu ainsi isoler les corps cristallisés suivants :

1° Le chlorhydrate de la benzylidène-αα-méthylbenzylcyclohexanone obtenu en quantité considérable, corps fondant à 124° dont la combinaison benzylidénique fondant à 80-81° a pu être obtenue par élimination d'acide chlorhydrique par la soude alcoolique à la température de 60°.

2° Une petite quantité de combinaison tétrahydropyronique fondant à 191°, corps précédemment préparé à partir de l'α-méthyl-α'-benzylcyclohexanone [2]. En appliquant la méthode de calcul déjà utilisée, nous sommes arrivés aux pourcentages suivants :

Cétone.	Isomère αα pour 100.	Isomère αα' pour 100.
Au bromure	91	9
Au chlorure : 1re méthode	90	10
» 2e »	89	11

Toutefois, avec la cétone au chlorure, nous avons pu isoler une quantité un peu plus grande de tétrahydropyronique cristallisée qu'avec la cétone au bromure.

L'allylation au chlorure est donc la seule alcoylation qui ait donné un dérivé méthylalcoylé de composition un peu différente (80 pour 100 d'isomère αα au lieu de 85-90). On peut dire évidemment que ces nombres sont du même ordre de grandeur, car la méthode de calcul n'est pas absolument rigoureuse [3]; mais il faut noter que l'allylation de la γ-méthylcyclo-

---

(1) Effectivement l'hydrogénation de la benzylidène-αα-méthylbenzylcylohexanone (F. : 80-81°) conduit à une cétone dibenzylée fondant à 104°, même à l'épreuve du mélange avec la précédente cétone dibenzylée fondant à 105°.

(2) R. Cornubert et Ch. Borrel, *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 294.

(3) A. Haller et R. Cornubert, *Bull. Soc. chim.*, 4e série, 41, 1927, p. 367.

hexanone au chlorure d'allyle a donné aussi une cétone α-diallylée plus riche en dérivé symétrique (25 pour 100) que la cétone préparée de la même manière avec le bromure d'allyle (12 pour 100) ([1]). Ce fait paraît pouvoir être interprété de la manière suivante : chacun des atomes de sodium en α et α′ aurait des activités respectives identiques entre elles, aux erreurs d'expérience près, vis-à-vis du sulfate de méthyle, des bromures d'éthyle, d'allyle, de benzyle, des iodures de méthyle et d'allyle, du chlorure de benzyle; avec le chlorure d'allyle, au contraire, il y aurait une différence entre les activités des atomes de sodium en α et α′ vis-à-vis de ce réactif.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Phénols bromoiodés obtenus avec les acides bromo-5- et dibromo-3.5-salicyliques.* Note de MM. **P. Brenans** et **Ch. Girod**, présentée par M. Béhal.

L'action de l'iode et de la soude ou du carbonate de soude sur l'acide bromo-5-salicylique nous a fourni le bromo-4-diiodo-2.6-phénol. Par l'action du même réactif sur l'acide dibromo-3.5-salicylique, nous avons obtenu le dibromo-2.4-iodo-6-phénol.

Nous indiquerons les conditions dans lesquelles cette réaction a été effectuée et les propriétés de ces composés nouveaux.

L'acide bromo-5-salicylique dont nous avons eu besoin a été préparé par la méthode de MM. J. Th. Hewitt, James Kenner et Harry Siek ([2]) qui, entre plusieurs autres méthodes essayées, nous a donné les meilleurs résultats.

La constitution de l'acide bromo-5-salicylique a été confirmée en préparant cet isomère à partir de l'acide amino-5-salicylique dont le diazo a été décomposé par l'acide bromhydrique et la poudre de cuivre.

Son éther acétique constitue des aiguilles blanches, fusibles à 156°.

L'acide dibromo-3.5-salicylique a été obtenu par la méthode de MM. Eug. Lellmann et Rud. Grothmann ([3]).

Nos essais pour obtenir cet isomère dibromé d'après le procédé de MM. A. Leulier et L. Pinet ([4]) nous ont fourni le tribromo-2.4.6-phénol.

Bromo-4-diiodo-2.6-phénol. — L'iode en présence de soude réagit sur

([1]) R. Cornubert et H. Le Bihan, *loc. cit.*

([2]) *J. Chem. Soc. London*, 85, 1904, p. 1228.

([3]) *Berichte*, 17, 1884, p. 2728.

([4]) A. Leulier et L. Pinet, *Bull. Soc. chim.*, 41, 42, 1927, p. 1367.

l'acide bromo-5-salicylique d'après l'équation

$$C^6H^3(Br)(OH)(COOH) + 2I^2 + 4NaOH$$
$$\rightarrow C^6H^2(Br)(I^2)(OH) + 2NaI + CO^3Na^2 + 3H^2O.$$

L'iode se substitue à la fois au carboxyle et à l'hydrogène en position 3. On peut ainsi doser volumétriquement à l'aide d'une solution titrée d'iode l'acide bromo-5-salicylique et vraisemblablement l'isomère bromo-3.

Pour obtenir le phénol bromodiiodé, on délaie dans un mortier $4^g,50$ d'acide bromosalicylique avec 100^{cm^3} de soude N. La solution est étendue avec de l'eau à $3^l,5$ et additionnée en une seule fois d'une dissolution d'iode iodurée renfermant $12^g,70$ d'iode pour $0^l,5$ d'eau.

Quand l'iode n'est plus absorbé, c'est-à-dire au bout de 2 heures, on ajoute à la liqueur 120^{cm^3} d'acide sulfurique N. On décolore le mélange avec un peu de gaz sulfureux. Le précipité blanc rosé pèse $6^g,60$ à 7^g après dessiccation et fond à 128-132°.

En opérant cette réaction, dans les mêmes conditions, sauf que la soude est remplacée par le carbonate de soude, on obtient encore le bromodiiodophénol, mais le rendement est moindre; il se forme aussi une faible proportion d'un composé bromoiodé, coloré en rouge, insoluble dans l'alcool.

Purifié par cristallisation dans l'alcool ou le benzène, ce phénol trihalogéné constitue des aiguilles dures, jaunâtres, fusibles à 128°.

Très soluble dans le chloroforme, l'éther acétique, le benzène, moins dans l'alcool et l'acide acétique.

Le bromo-4-diiodo-2.6-phénol mis en contact avec une solution concentrée de carbonate de soude se colore en rouge déjà à froid. Si l'on maintient le mélange plusieurs heures au bain-marie bouillant, la transformation de ce phénol trihalogéné en un corps rouge, insoluble, est presque complète. Séparé des eaux mères, ce composé rouge, amorphe, insoluble dans les solvants organiques, le sulfure de carbone excepté, renferme du brome et de l'iode. Les eaux mères alcalines renferment aussi ces deux halogènes. Nous pensons que ce corps dont nous poursuivons l'étude résulte d'une association des résidus polymérisés

```
       I                  I
Br<       >O —   et  —<       >O —.
       |                  I
```

MM. Hunter et Joyce [1] ont remarqué que les sels d'argent des phénols

---

(1) *Journ. amer. Chem. Soc.*, 39^2, 1917, p. 2640.

trihalogénés symétriques substitués subissent une décomposition en halogénures d'argent et résidus non saturés qui se polymérisent.

Éther éthylique $C^6H^2(I^2)$-2.6-(Br)-4-(OC^2H^5)-1. Il a été obtenu en maintenant à l'ébullition, une heure, une dissolution de $2^g,60$ du phénol trihalogéné dans 20^{cm^3} d'alcool absolu, additionnée de 10^{cm^3} de soude N et d'un excès d'iodure d'éthyle. La liqueur se trouble bientôt; par suite de la formation de l'éther oxyde peu soluble dans l'alcool étendu on distille l'alcool et l'on étend le résidu avec de l'eau. Le précipité huileux obtenu ainsi cristallise peu après. On le dissout à chaud dans l'alcool; par refroidissement, la solution abandonne des aiguilles blanches, réfringentes, aplaties, fusibles à 75°.

Dibromo-2.4-iodo-6-phénol. — L'acide dibromo-3.5-salicylique fixe un atome d'iode si l'on fait réagir sur lui au moins une molécule d'halogène et deux molécules de soude.

On ajoute à une dissolution de $1^g,80$ d'acide dibromosalicylique dans 15^{cm^3} de soude N, étendue à $3^l,5$ avec de l'eau, 150^{cm^3} d'une solution d'iode $\frac{N}{10}$ et l'on abandonne la liqueur pendant 3 heures. L'addition de 20^{cm^3} d'acide sulfurique N produit un précipité au sein d'une liqueur qu'on décolore par quelques bulles de gaz sulfureux. Le précipité blanc $1^g,65$, parfois rosé, est dissous à chaud dans l'alcool à 60°. La solution abandonne à froid le phénol dibromoiodé en fines aiguilles, blanches, soyeuses, fondant à 104°. Très soluble dans le chloroforme, le benzène, moins dans l'alcool et l'éther acétique.

Quand on ajoute une goutte de solution d'iode iodurée à une dissolution de ce phénol trihalogéné dans le carbonate de soude, il se transforme en un corps rouge ocreux, insoluble.

Éther éthylique $C^6H^2(Br^2)$-2.4-(I)-6-(OC^2H^5)-1. — Cet éther a été obtenu en opérant comme pour l'éther éthylique du bromo-4-diiodio-2.6-phénol. Il cristallise dans l'alcool en aiguilles blanches, soyeuses, fusibles à 54°.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Étude des micas fluorés au moyen des rayons X.* Note de MM. **Ch. Mauguin** et **L. Graber**, présentée par M. Fred. Wallerant.

La maille cristalline des micas non fluorés renferme 12 atomes d'oxygène [1]. Cette règle, applicable à des micas de compositions chimiques extrêmement différentes, tels que margarite, muscovite, phengite, lépidolite, phlogopite, biotite, cesse d'être valable lorsque le mica renferme du fluor. C'est ce que montre le tableau suivant où l'on a indiqué le nombre d'atomes de chaque sorte contenus dans le motif cristallin d'échantillons variés à forte teneur en fluor.

	Lépidolite.		Zinnwaldite.		Phlogopite.
	I [2].	II [3].	III [3].	IV [3].	V [3].
d_{001}	$9,88.10^{-8}$ cm		9,90 Å		13,02
a	5,20		5,26		
b	8,95		9,07		
c	10,06		10,05		
a, c	100°,8		100°		
Si	3,69	3,40	3,21	3,23	3,02
Al	1,59	1,71	1,82	1,77	1,70
Fe‴	0,03	0,06	0,02	0,03	0,02
Fe″	»	0,02	0,67	0,60	0,04
Mg	0,02	0,02	0,02	0,02	2,88
Ca	»	0,01	»	0,03	0,03
Mn	0,01	»	0,10	0,08	»
Li	1,40	1,55	0,92	1,01	»
Na	0,10	0,13	0,11	0,11	0,05
K	0,83	0,93	0,90	0,92	0,78
H	0,60	0,52	0,46	0,52	0,55
F	1,40	1,78	1,79	1,85	1,19
O	10,62	10,12	10,27	10,22	10,80
O + F	12,02	11,90	12,06	12,07	11,99

Nota. — I. Antsongombato; II. Epprechstein; III. Zinnwald; IV. Schlaggenwald; V. Rossie.

---

[1] Voir Ch. Mauguin, *Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 879.

[2] Nous avons dû reprendre l'analyse de ce minéral, dont on n'avait jusqu'ici qu'une analyse manifestement incorrecte.

[3] Analyses de W. Kunitz (*N. Jahrb. für Min.*, Beil. B., **50**, 1924, p. 365).

a, *b*, *c*, d_{001} sont les dimensions de la maille déterminées au moyen des rayons X. La lépidolite d'Antsongombato qui contient 6,82 pour 100 de fluor a exactement les mêmes paramètres que la lépidolite de Maharitra [1] qui ne renferme que 1 pour 100 de fluor (les deux minéraux donnent des diagrammes superposables). Pour faire nos calculs nous avons admis que ces paramètres étaient aussi ceux des autres lépidolites. De même, nous avons adopté pour la zinnwaldite de Schlaggenwald les paramètres de la zinnwaldite de Zinnwald, et pour la phlogopite de Rossie les paramètres de la phlogopite d'Ambatoabo [1].

Le nombre O des atomes d'oxygène dans le motif cristallin est variable, généralement fractionnaire, ainsi que le nombre F des atomes de fluor. Mais si l'on fait la somme O + F, on retrouve un total constant égal à 12. Ainsi la maille cristalline renferme toujours 12 atomes électronégatifs, mais ceux-ci ne sont pas nécessairement des atomes d'oxygène, un ou plusieurs atomes O peuvent être remplacés par *le même nombre* d'atomes F. La proportion relative des mailles fluorées est variable d'un échantillon à l'autre, les nombres O et F du tableau concernent la composition moyenne de ces mailles.

Il est infiniment probable que les atomes F occupent exactement la position des atomes O qu'ils remplacent. Il n'y a rien là qui doive surprendre. Les atomes O et F, qui se suivent dans la table de Mendéleeff, donnent des ions $\bar{\bar{O}}$, $\bar{F}$ de même type, de dimensions très voisines, qui peuvent jouer des rôles analogues dans la structure. Leurs valences sont différentes, mais l'identité des valences ne paraît pas une condition essentielle de l'identité des structures; ainsi MgO a la même structure que NaCl, CO^3Ca est exactement construit comme NO^3Na, et les feldspaths plagioclases ne diffèrent entre eux que par le remplacement du couple AlCa par le couple SiNa.

Naturellement, la substitution d'un atome $\bar{F}$ à un atome $\bar{\bar{O}}$ entraîne la disparition d'une charge négative élémentaire; elle doit être corrélative de la perte d'une charge positive, l'édifice total restant électriquement neutre. Cette perte peut résulter du départ d'un atome $\overset{+}{H}$, l'atome $\bar{F}$ remplace alors un groupe $\bar{O}H$. Ce cas doit être assez fréquent, car la teneur en hydrogène est généralement plus faible dans les micas fluorés que dans les autres micas.

La perte d'une charge positive élémentaire peut aussi résulter de la sub-

---

(1) Ch. Mauguin, *loc. cit.*

stitution d'un atome électropositif univalent à un atome bivalent, $\overset{+}{Li}$ par exemple mis à la place de $\overset{++}{Mg}$. On aurait au total substitution de LiF à MgO. Il n'est pas difficile d'imaginer d'autres modes de remplacements mutuels d'atomes, corrélatifs de la substitution $O \rightarrow F$, qui respectent les lois de valence. Il est plus malaisé de déterminer ceux qui se produisent effectivement.

MINÉRALOGIE. — *Sur la reproduction de la ténorite, du fer oligiste et du protoxyde de cobalt cristallisés.* Note [1] de M. **Dubois**, présentée par M. C. Matignon.

Au cours des expériences qui m'on conduit à la reproduction du silicate double de cuivre et de potasse [2] j'ai signalé l'existence, en quantités très faibles d'oxyde de cuivre. J'ai alors cherché à reproduire cet oxyde en quantités plus grandes. J'y arrive de deux façons :

1° Dans du fluorure de potassium fondu, je projette peu à peu de l'oxyde de cuivre et j'abandonne la masse à un refroidissement lent. Après reprise par l'eau, on retrouve l'oxyde de cuivre bien cristallisé.

2° Les cristaux sont beaucoup plus beaux quand on projette dans du fluorure de potassium fondu le résultat de la fusion préalable de fluorhydrate de fluorure de potassium avec de l'oxyde de cuivre ou mieux encore avec du chlorure. On ajoute alors du chlorure de potassium et l'on maintient la masse pendant deux ou trois jours à la température du rouge, les cristaux étant d'autant plus gros que la température a été plus prolongée.

Après refroidissement lent et reprise par l'eau, on isole un produit homogène. Grandeau [3] avait obtenu un produit mélangé de particules rouges qu'il n'a pas analysé.

Sa densité à o est 6,3.

M. Gaubert a reconnu qu'il est constitué par des prismes tricliniques pseudomonocliniques.

Analyse. — Ce produit est facilement réduit par l'hydrogène, mais comme dans cette expérience les impuretés de l'hydrogène se fixent facile-

(1) Séance du 16 avril 1928.

(2) *Sur des silicates de cuivre complexes* (*Comptes rendus*, **186**, 1928, p. 234).

(3) *Annales de Chimie et de Physique*, 6e série, **8**, 1886, p. 220.

ment sur le cuivre, je l'ai réduit par l'oxyde de carbone qui le réduit également avec la plus grande facilité.

J'ai trouvé qu'il contient 79,85 pour 100 de cuivre (calculé 79,74 pour 100).

D'autre part, le produit a été dissous dans l'acide azotique, et l'azotate calciné a donné 100,42 d'oxyde au lieu de 100.

J'ai encore dissous le produit dans l'acide chlorhydrique, transformé en azotate, puis calciné. J'ai obtenu dans ce cas exactement le nombre théorique, coïncidence fortuite d'ailleurs, ayant opéré sur $900^{mg},5$.

J'ai donc réalisé dans cette expérience la synthèse de la ténorite ou mélacoïte.

Oxyde de cobalt. — L'oxyde de cobalt est à peine soluble dans le fluorure de potassium fondu. Par contre, si l'on dissout dans le fluorure de potassium fondu un mélange préalablement fondu de fluorhydrate, de fluorure de potassium et d'oxyde, ou mieux de chlorure de cobalt, on obtient, en opérant comme précédemment, l'oxyde de cobalt CoO pur en gros cristaux.

Le résultat le plus beau a été obtenu en dissolvant dans le fluorure de potassium fondu le fluorure double de cobalt et de potassium parfaitement pur et cristallisé tel que l'a obtenu M. Poulenc, et ajoutant du chlorure de potassium comme dans les préparations précédentes.

Densité à 0 (6,05). — M. Gaubert y a reconnu des octaèdres et cubo-octaèdres.

Grandeau avait obtenu un mélange de CoO et Co^3O^4.

Analyse. — Le produit obtenu est facilement réduit par l'hydrogène. Il a donné 77,65 pour 100 de cobalt au lieu de 78,65. Il pouvait donc avoir retenu une petite quantité d'oxyde salin.

Fer oligiste. — Je l'ai obtenu en cristaux d'un éclat remarquable en fondant dans du fluorure de potassium un mélange préalablement fondu de fluorhydrate, de fluorure de potassium et de chlorure ferreux, auquel j'ajoutais peu à peu du chlorure de potassium, la suite des opérations étant conduite comme précédemment.

La densité à 0 est voisine de 5,16. Le produit se présente sous forme de lamelles rouges, transparentes aplaties suivant la face a_1 du rhomboèdre, comme l'a reconnu M. Gaubert.

Analyse. — L'oxyde de carbone ne peut servir à l'analyse, il donne une quantité assez grande de charbon, ainsi qu'il résulte des travaux de M. Le Chatelier.

Mais la réduction par l'hydrogène donne, à une température suffisante, du fer pur.

C'est ainsi que j'ai trouvé 70,43 pour 100 de fer au lieu de 70 pour 100 qu'indique la théorie.

100 parties de ce fer transformées en peroxyde ont régénéré 100 parties, 42 de sesquioxyde, au lieu de 100, quantité primitivement employée.

En résumé, cette méthode conduit à la reproduction de la ténorite qui n'avait pas encore été réalisée, et d'autres oxydes en cristaux remarquables par leur beauté.

GÉOLOGIE. — *Sur un accident pyrénéen en bordure des Maurettes.* Note (1) de M. **H. Parent**, transmise par M. Ch. Barrois.

Les phyllades antéhouillers (x), constituant le groupe de collines des Maurettes, terminaison occidentale du massif cristallophyllien des Maures, peuvent se suivre jusqu'au pied même des collines jurassiques d'Hyères, sous les alluvions quaternaires de la dépression de Saint-Jean (ancien débouché du Gapeau vers la mer). En effet, à 300m seulement au nord des affleurements permiens du massif du Paradis, émerge des alluvions le monticule arrondi de l'Estagnol, composé des mêmes schistes séricicteux que les contreforts du Mont-Fenouillet, qui ne sont eux-mêmes qu'à 500m de l'Estagnol.

Un peu à l'est, à égale distance des Maurettes et du Mont-des-Oiseaux, se dresse en arête vive au milieu de la plaine quaternaire la petite colline à contour elliptique de Saint-Jean, constituée par les mêmes phyllades x. Au midi de cette hauteur, la tranchée du chemin de fer d'Hyères est creusée dans des séricitoschistes, tandis que la crête elle-même est formée par des quartzites plongeant vers le sud, alignés en direction E-W sur une étendue d'environ 800m; ces quartzites dessinent une barre sinueuse, dressée en bancs presque verticaux du côté est (colline 61,0), inclinés à 45° au centre (63,6), tandis qu'à l'ouest (colline 64,4) ils n'ont plus qu'une pente de 15 à 20° (toujours avec pendage sud), se recourbent en direction N et deviennent peu à peu horizontaux; ils se montrent dans l'ensemble, contrairement à leur aspect compact habituel, divisés en petits lits finement stratifiés, craquelés et comme écrasés.

Les phyllades de la colline Saint-Jean plongent vers le Sud, comme les terrains qui affleurent à la base du Mont-des-Oiseaux, et il était naturel de supposer avec Haug (2) qu'ils s'enfoncent *normalement* sous le Permien et

(1) Séance du 16 avril 1928.

(2) Émile Haug, *Monographies tectoniques*, 1re Partie : *La région toulonnaise* (*Mém. Carte géol. de France*, 1925, in-4°, 304 pages, 6 planches, 2 cartes).

les terrains triasiques et jurassiques des collines d'Hyères. Or j'ai trouvé, au nord de la colline 63,6, un lambeau permien, pincé sous les lames dressées des quartzites qui le chevauchent et qui sont donc renversés sur lui vers le Nord. Ce lambeau, très restreint, est caractérisé par des grès grossiers jaunâtres, altérés à leur surface, à aspect d'arkose; ils sont visibles sur environ 2^m d'épaisseur et sont surmontés par de petits lits d'argiles schisteuses rouges et jaunes; sous les grès existe une argile rouge formant après les pluies un niveau d'eau sur une longueur d'une centaine de mètres. Le Permien paraît s'enfoncer au Sud vers les bancs renversés des quartzites, tandis qu'au Nord une faille doit le séparer des schistes sériciteux qui réapparaissent presque aussitôt.

Le redressement des phyllades de Saint-Jean (à l'origine à orientation hercynienne N-S), en direction E-W, et leur renversement vers le Nord sur un lambeau pincé de Permien, font classer cet accident dans les mouvements pyrénéens, postlutétiens, qui ont affecté le massif des Maures. On a d'abord admis que les affleurements permiens des Maures correspondaient à des *fenêtres* ouvertes à travers les terrains cristallophylliens, ceux-ci étant supposés en recouvrement anormal; cette hypothèse faisait considérer les Maures (ou tout au moins leur partie occidentale) comme charriés sur la dépression permienne. M. Alb. Michel-Lévy [1] a abandonné cette interprétation. Depuis, M. L. Lutaud [2], après une révision des accidents pyrénéens de la Provence cristalline et l'étude de leur prolongement vers l'Ouest, là où le Permien arrive à reposer normalement sur les phyllades, a conclu à la présence, au-dessus du massif cristallin, d'imbrications de terrains permiens.

A la colline de Saint-Jean, il s'agit d'une imbrication chevauchée vers le Nord, semblable à celles des Maures; elle a peu d'ampleur apparente, car elle se perd sous les alluvions et aussi parce que l'érosion, en faisant disparaître les phyllades entre les Maurettes et les collines jurassiques d'Hyères, a agi avec la même intensité sur le lambeau pincé de Permien. Cet accident sur la bordure méridionale même du massif cristallophyllien apporte un argument aux conclusions de M. Lutaud : dans l'hypothèse du massif des Maures charrié, faisant partie de la même nappe que la zone de Sicié, les collines jurassiques d'Hyères devaient être envisagées comme une *fenêtre;*

---

(1) Alb. Michel-Lévy, *Bull. serv. carte géol. Fr.*, **20**, cxxvi, 1910, p. 186-189; *Ibid.*, **22**, cxxxiii, 1914, p. 194-199.

(2) Léon Lutaud, *Revue de Géographie*, **12**, 1924, p. 1-271.

or, entre le synclinal du Mont-des-Oiseaux et le repli de Saint-Jean, il est évident que le Permien, le Trias, le Lias et le Jurassique qu'il supporte ne peuvent s'enfoncer sous les phyllades des Maurettes.

GÉOLOGIE. — *Sur les* extrusions, *accidents spéciaux et très aberrants qui jalonnent le bord des Pyrénées françaises.* Note de M. **Pierre Viennot**, présentée par M. Pierre Termier.

Le bord septentrional des Pyrénées comporte une zone de largeur variable (de l'ordre de quelques dizaines de kilomètres) caractérisée par le *développement considérable du faciès schisteux*, qui englobe les schistes noirs (Aptien supérieur-Albien) et le Flysch du Crétacé supérieur. Cette zone schisteuse se montre *constellée d'accidents extrêmement capricieux*, qui font apparaître les terrains plus anciens, jusqu'aux roches cristallophylliennes et au granite, et qui coïncident généralement avec les collines dominant la plaine schisteuse. Ils sont le plus souvent couverts de maquis, et leur exploration détaillée est très pénible. Dans ma Thèse de doctorat, j'avais cru pouvoir expliquer leurs particularités en les considérant comme des lambeaux de charriage fortement replissés.

Or, à la suite de mes explorations de l'automne dernier, j'ai été amené à décrire le grand accident qui se développe d'Armendarits à Hasparren comme « une sorte d'*extrusion* presque verticale des couches formant le substratum du Flysch » accompagnée de laminages variables et souvent très intenses; elle se termine, sans aucune allure périclinale, d'une part à Hasparren par une lame de gneiss mylonitisé au milieu du Flysch, d'autre part près d'Armendarits, où les couches jurassiques et crétacées se montrent sectionnées transversalement au contact du Flysch.

Tout récemment j'ai été amené à envisager la généralisation de ce type structural aux autres accidents qui jalonnent le bord des Pyrénées dans la zone schisteuse. Profitant de la saison peu avancée, je viens d'explorer à nouveau certains d'entre eux, en Bigorre. Le sommeil de la végétation et mon expérience des faciès pyrénéens (ici atteints par le métamorphisme) m'ont permis de faire, pour la première fois, des observations très détaillées, et que je crois décisives.

Tous les accidents que j'ai examinés révèlent une parfaite similitude de comportement. Les plus simples (Mazouau, Bazus, Montoussé, etc.) se présentent comme des pointements très brusques de calcaires métamorphiques,

cisaillés latéralement et constituant avec les schistes un complexe parfaitement isoclinal. La terminaison orientale de l'accident de Montoussé, où plus de 200^m d'épaisseur de calcaires, affectés d'un pendage de 60° au Sud, se montrent ainsi coupés brutalement au contact des schistes, est particulièrement *impressionnante*. Il ne saurait être question de faire intervenir une simple faille de direction Nord-Sud, quelques bancs calcaires se poursuivant dans les schistes en courtes indentations. D'autre part, l'hypothèse d'un passage latéral aussi brutal est à rejeter : elle est d'ailleurs contredite par l'étude des autres accidents plus complexes, où interviennent les couches plus anciennes et les roches profondes, jusqu'au granite inclusivement (Ourdis, Castillon, etc.) : *les relations isoclinales avec les schistes, le sectionnement latéral sont absolument généraux*.

A Lortet apparaît déjà une complication plus grande qu'à Montoussé : il y a là convergence de plusieurs accidents de même nature, déversés au Nord, intéressant les calcaires marmoréens, et affectés les uns d'une direction presque Est-Ouest, les autres d'une direction NE-SW ; de plus, le Trias apparaît, tantôt avec une allure anticlinale dans les calcaires, tantôt extravasé dans ceux-ci, ou dans les schistes. Le pic de Jer près de Lourdes est très analogue; il se montre constitué de 6 ou 7 apparitions brusques de calcaires, dont la direction varie de Est-Ouest à NE-SW, et qui deviennent plus ou moins coalescentes sur la ligne de crête, de direction Nord-Sud ; la plus septentrionale est bordée d'ophite.

Le Bédat de Bagnères présente un nouveau degré de complication, car on trouve ici toute la série secondaire, répétée au moins 6 fois du Nord au Sud sur une section de 1^{km}, et affectée de laminages extrêmement intenses ; l'ensemble, nettement déversé au Sud, et reposant sur les schistes cristallophylliens très plissés, présente l'aspect d'un jeu de cartes battu. En projection horizontale, quelques avancées brusques et courtes du complexe des couches plus anciennes au milieu des schistes sont en relation plus ou moins nette avec les zones anticlinales.

Et l'on passe à des accidents véritablement invraisemblables, comme ceux du Pic de Rébénacq et de Saint-Pé-de-Bigorre, où les contours sont encore plus complexes que je ne les ai figurés dans ma Thèse.

Il m'apparaît dès à présent évident qu'il faudra rapporter au même type tous les autres accidents de la zone schisteuse au bord des Pyrénées françaises. *Ce type structural, très aberrant, et non encore décrit, pour lequel je propose le nom d'*extrusion, *est caractérisé par la sortie brutale, au milieu d'une puissante série schisteuse, des roches du substratum de celle-ci, laminées, se*

montrant en disposition isoclinale avec les schistes, et sectionnées latéralement, de telle sorte que les rapports de ces couches et des schistes simulent un passage latéral brusque.

J'ai renoncé à considérer de tels accidents comme des lambeaux flottant sur les schistes : 1° à cause du parallélisme rigoureux et constant des schistes et des couches constituant l'extrusion; 2° parce que j'ai trouvé, très exceptionnellement, des *terminaisons périanticlinales* de ces accidents dans les schistes. L'absence si générale d'allongement, les sectionnements latéraux de ces accidents, les bavures de Trias ophitique à leurs terminaisons (Saint-Pé, Rébénacq, etc.) sont probablement accentués, dans la Bigorre, par une constriction de la chaîne dans le sens Est-Ouest : il existe en effet, dans ce secteur, des axes anticlinaux de direction Nord-Sud (Trias d'Asté, Jurassique de Rébénacq, etc.).

De telles extrusions jalonnent fréquemment le contact entre deux terrains de nature différente, et qui se succèdent régulièrement dans la série stratigraphique : entre calcaire aptien et schistes plus récents (Bize, etc.), entre schistes noirs albiens et Flysch (Capvern, Ossun, Montaut, Gotein, etc.), entre Flysch et Éocène (Lasseube). Je crois qu'on peut alors tenter de les expliquer par l'établissement d'une solution de continuité, lors du paroxysme des poussées, entre les deux complexes *de nature différente*, rupture qui se serait propagée dans les couches plus profondes à la faveur d'un brusque changement de pente, et aurait permis l'ascension locale de celles-ci dans la fissure.

GÉOLOGIE. — *Sur la tectonique des collines formant la bordure sud du bassin de Marseille (Carpiagne).* Note de M. J. **Repelin**, présentée par M. Pierre Termier.

Le petit massif de Carpiagne, en relation avec les dernières auréoles du bassin de Beausset, a été laissé dans l'ombre par Marcel Bertrand, qui, à juste titre, attachait une importance plus grande aux massifs affectés de dislocations plus manifestes. L'apparente tranquillité des couches en de certains points, ne paraissait pas annoncer de grands mouvements et l'on disait couramment : le dôme de Carpiagne. Telle était la conception de M. Fournier dans son *Esquisse géologique des environs de Marseille* (1890). Le tracé de la carte géologique à $\frac{1}{80000}$ s'accorde avec cette manière de voir. Toutefois, en dehors de la faille orientée presque Est-Ouest allant du vallon de Vaufrège au camp de Carpiagne, qui met en brusque contact les dolo-

mies du sommet avec les assises hauteriviennes et urgoniennes, M. Savornin avait déjà indiqué une autre *fracture* partant des environs de Sainte-Croix-de-Marseille et passant en direction Nord-Sud un peu à l'ouest de Vaufrège et de Luminy pour venir aboutir dans la petite calanque de Sugiton.

D'autres accidents, dont j'ai déjà parlé, sur les bords du chenal qui sépare l'île Maïré du cap Croisette, les plis en direction Nord-Ouest-Sud-Est que soulignent les affleurements hauteriviens et valanginiens, fort mal tracés sur la carte actuelle, des calanques de Sormiou et de Morgiou, la structure complexe de Riou, en partie connue par le tracé de la carte de Gouret et Gabriel et par la découverte faite par M. Mourgue d'une *Ostrea Couloni*, structure précisée par une dernière Note de M. Denizot, tous ces faits montrent que la simplicité de structure n'est qu'apparente. La complication est encore prouvée par le changement brusque de direction des accidents qui, à l'est du méridien de Carpiagne (sommet), sont dirigés Est-Ouest (effondrement des Rouvières) ou Nord-Est-Sud-Ouest (effondrement du grand Mussuguet), et qui, à l'ouest de ce méridien, ont une direction presque Nord-Sud (faille de Luminy) ou Nord-Ouest-Sud-Est (calanques de Sormiou et de Morgiou).

Mais une observation que j'ai faite depuis plusieurs années, et que je viens de contrôler avec M. Dejean, montre qu'il existe des traces de grands charriages au voisinage presque immédiat de Cassis, c'est-à-dire à proximité de la région où la succession des couches crétacées nous apparaissait comme la plus régulière. Il existe en effet, à La Fontasse, à 1^{km} environ du port de Cassis, dans la vallée qui aboutit à la calanque de Port-Pin, une curieuse petite *fenêtre* entaillée par l'érosion dans la masse urgonienne et montrant un affleurement de calcaires gréseux jaunâtres remplis de débris de baguettes d'oursins et associés à des marnes blanchâtres. Le faciès est exactement celui du Turonien du bassin du Beausset et en particulier du cap Canaille. La présence de *Rhynchonella Cuvieri* et d'un *Cardium* attribuable à *C. Villeneuvi* ne laisse pas de doute sur l'âge turonien de cet affleurement. L'importance de la lacune mécanique, jointe à l'étroitesse de l'affleurement, ne permet pas d'autre interprétation que celle que je viens de donner. Il s'agit bien là d'une *fenêtre*. Faut-il admettre que tout le massif est charrié et que nous sommes en présence de la continuation de la grande nappe de la Basse-Provence, qui comprenait, dans l'idée de Marcel Bertrand, le bassin du Beausset? Ou n'y a-t-il là qu'une nappe urgonienne, une écaille comme il s'en trouve sur le versant sud de la Sainte-Baume? Les recherches ultérieures résoudront la question.

La deuxième hypothèse, en l'état de nos connaissances, n'est guère vrai-

semblable, car il ne paraît pas possible de diviser la masse urgonienne de cette région en deux parties. Il est plus logique d'admettre que tout le petit massif est charrié et fait partie de la grande nappe de Marcel Bertrand.

OCÉANOGRAPHIE. — *Le courant de Humboldt et la mer de l'île de Pâques.* Note de M. J. THOULET.

La densimétrie mise en graphiques (diagrammes et profils en σ_0, σ_θ et θ) d'après les mesures prises par M. Buchanan à bord du *Challenger* dans le Pacifique, en quinze stations sensiblement en ligne droite orientée Ouest-Est, avant d'arriver à Valparaiso, autorise à résumer de la façon suivante les faits concernant le courant de Humboldt et le vaste espace de mer ayant pour centre la minuscule île de Pâques.

Le courant marin de Humboldt, dirigé du Sud au Nord, constitue la portion orientale d'une immense dérive orientée d'Ouest en Est entre l'Australie et l'Amérique du Sud. Parvenu devant les côtes du Chili, il est alimenté par toute la masse des eaux de fusion des neiges tombées pendant l'hiver sur les Cordillères. Il s'étale alors et, sous l'influence des vents de S-E, prend un mouvement tourbillonnaire d'un diamètre d'environ 3000 milles ayant pour centre l'île de Pâques. Cet espace pourrait porter le nom de mer de l'île de Pâques, car ses caractéristiques en σ_0, σ_θ et θ diffèrent toutes de celles du reste de l'océan Pacifique. En continuant sa course devant les côtes du Pérou, il reprend sa forme de courant et se confond avec le grand courant sud-équatorial du Pacifique dont il refroidit les eaux.

L'île de Pâques est une île minuscule isolée loin de toute autre terre. Découverte en 1687, elle fut trouvée absolument déserte. Elle est de nature uniquement volcanique, bordée par de hautes falaises à pic et porte les ruines de trois grands volcans éteints. Manquant d'eau sous un climat pluvieux, sa faune et sa flore sont des plus pauvres, point d'arbres, rien que de grandes herbes, et la pêche elle-même n'y offre que peu de ressources. Les fonds marins qui l'entourent, très profonds, sont sillonnés des fosses abyssales longues, étroites et semées de mofettes.

En quelque endroit que l'on creuse à une très faible profondeur le sol de l'île, on y trouve des ornements et des crânes humains différents de ceux des diverses races qui peuplent aujourd'hui l'Océanie. Un voyageur comparait l'île à un véritable sépulcre. En de nombreuses places et particu-

lièrement dans le cratère de l'un des volcans éteints se dressent de gigantesques statues dont certaines dépassent 20m de hauteur, grossières imitations de la figure humaine, taillées en pleine lave, œuvre évidente d'une très nombreuse population; on trouve aussi, çà et là, des plates-formes destinées à servir de piédestaux et des tablettes recouvertes de hiéroglyphes non encore déchiffrés. Fait remarquable, la plupart de ces œuvres d'un art primitif sont restées inachevées et brusquement abandonnées comme si elles avaient été surprises par quelque terrible cataclysme volcanique du genre de ceux qui, récemment encore et tant de fois dans le passé, ont désolé le Japon.

Si l'on groupe ces diverses particularités de l'île de Pâques, il semble qu'on puisse résumer de la façon suivante le passé de cette île.

Comme ses voisines les moins éloignées de la Polynésie, Pâques, jadis vaste et peuplée, devait faire partie d'un archipel qu'elle dominait de son pic le plus élevé, son Fusi Yama, séjour des Dieux, haut lieu vénéré et sanctuaire sacré servant de nécropole. Grâce à la densimétrie j'ai pu reconnaître qu'à travers le Pacifique, suivant une ligne allant du Nord-Ouest au Sud-Est, le volcanisme d'activité maximum dans le Nord (Japon, Kouriles, Aléoutiennes) s'atténuait de plus en plus en descendant vers le Sud (Hawaii, Tahiti, Tubuai et pour dernier terme l'île de Pâques) passant successivement des volcans en activité aux volcans éteints, aux fumerolles et enfin aux mofettes sous-marines sous l'effet du refroidissement et des effondrements de la croûte terrestre, donnant naissance aux effroyables tsunamis.

Jadis, à une époque encore inconnue, sous la mer actuelle de l'île de Pâques, le sol s'est enfoncé plus ou moins lentement. Tandis que, les unes après les autres, les îles voisines s'enfonçaient et finissaient par disparaître sous les eaux, Pâques, la plus haute, s'enfonçait elle aussi, sa superficie diminuait et sa population, refoulée vers les hauteurs, ne trouvait comme dernier refuge que les hauts sommets stériles de sa montagne sacrée que les Dieux, dont les images se faisaient d'autant plus nombreuses qu'on n'avait plus besoin de leur aide, étaient impuissants à protéger. Les derniers restes de la population mouraient de faim et de misère tandis que ceux qui, sur de frêles pirogues, avaient tenté de s'enfuir par mer périssaient tous dans les flots. Un dernier tsunami achevait l'anéantissement complet de toute vie et l'infiniment petite solitude de l'île s'ajoutait maintenant à l'immense solitude de l'océan environnant.

Cette histoire d'un hier géologique sera-t-elle l'histoire d'un demain géologique?

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur les variations de l'oxalate de calcium chez certaines plantes greffées.* Note de M. **Lucien Daniel**, présentée par M. P.-A. Dangeard.

Au cours de recherches anatomiques que je poursuis actuellement sur la structure du bourrelet et sur celles des végétaux greffés, j'ai étudié plus spécialement un grand nombre de greffes de Solanées et aussi de plantes dioïques comme le Chanvre et la Mercuriale annuelle.

D'une façon générale, j'ai constaté que les phénomènes concernant la régénération en commun des tissus commencent par l'épibiote dans les dibioses. C'est aussi lui qui fournit le premier les organes réparateurs, c'est-à-dire des racines adventives; chez l'hypobiote, l'apparition des bourgeons de remplacement est plus tardive.

L'on sait que les Solanées sont caractérisées anatomiquement par la présence simultanée d'un liber interne et de cristaux sableux d'oxalate de calcium. J'ai constaté, chez des exemplaires normaux, qu'il existe quelquefois des faisceaux libéroligneux périmédullaires, mais à l'état exceptionnel. Chez les plantes blessées et surtout greffées, le nombre de ces faisceaux est souvent augmenté particulièrement au voisinage des plaies, dans le callus cicatriciel et à son voisinage. De même les cristaux sableux d'oxalate de calcium sont plus nombreux et plus développés chez l'épibiote que chez l'hypobiote. C'est surtout au voisinage des ponts libéroligneux qui s'établissent entre les deux associés et dans tous les points du végétal qui ont été le siège d'une multiplication cellulaire très active, d'une vitalité intense, que ces produits sont abondants. Dans les cellules très allongées du parenchyme libérien du callus qui touchent à l'écorce de nouvelle formation, les cristaux se touchent et remplissent toute la cellule. La différence avec les régions voisines de l'épibiote est frappante, là où celui-ci a proliféré à peine. Les mêmes variations existent, moins accusées, chez l'hypobiote, à développement à peine indiqué du côté du bourrelet dépourvu de point d'appel. La comparaison avec la structure des parties correspondantes des témoins ne laisse aucun doute sur l'action exercée par la symbiose sur la fonction de déchet et sur l'augmentation de son intensité chez les Solanées en général.

Des phénomènes concordants se trouvent chez le Chanvre et la Mercuriale annuelle que l'on transforme par le greffage en plantes monoïques.

Chez ces deux espèces, dont la seconde se prête plus facilement au greffage que la première, on constate également que les cristaux d'oxalate de chaux prismatiques et surtout en oursin sont plus nombreux et plus volumineux dans l'épibiote que chez l'hypobiote ou chez les témoins dans les régions correspondantes des tiges et que cette augmentation est plus sensible dans les régions cicatricielles du bourrelet. Dans celui-ci, chez la Mercuriale femelle greffée sur le pied mâle, à développement et rôle différents, les cristaux en oursin prennent une forme irrégulière. Leurs aiguilles sont de grosseur et de longueur très différentes sur un même cristal qui présente alors un aspect singulier. Ces cristaux modifiés dans leur forme sont accompagnés de cristaux normaux à pointes égales, qui existent seuls ou presque dans les plantes normales, n'ayant subi aucun accident de végétation.

Les variations curieuses, après greffage, d'un déchet qui est, comme on le sait, soumis à une action régulatrice, montre bien que la fonction à laquelle il correspond est modifiée par la symbiose chez les espèces envisagées dans cette Note. Cette constatation a d'autant plus d'importance que l'acide oxalique, produit secondaire inévitable des échanges de matière, permet souvent par la forme des cristaux d'oxalate de calcium qu'il fournit de reconnaître les conditions qui régnaient dans la cellule au moment de la cristallisation et que, selon divers physiologistes, leur apparition coïncide avec une augmentation d'albuminoïdes dans les tissus.

Ces faits viennent à l'appui de ceux que j'ai signalés à l'Académie dans une Note précédente sur les variations de l'appareil sécréteur chez diverses plantes greffées. Ils concordent avec les résultats fournis par l'analyse chimique des associés et des témoins.

Par conséquent, le chimisme des plantes greffées est modifié et celles-ci ne peuvent, comme on l'a dit et répété, conserver leur autonomie. D'ailleurs, par définition même, l'autonomie, c'est-à-dire l'indépendance absolue d'un végétal, est l'opposé de la symbiose qui implique obligatoirement une dépendance réciproque, plus ou moins marquée, de deux ou de plusieurs associés.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le rôle physiologique des tannins pyrocatéchiques*. Note de M. **Michel-Durand**, présentée par M. Molliard.

J'ai exposé récemment [1] le plan d'un travail se rapportant aux substances tanniques et donné quelques résultats relatifs aux tannins pyrogalliques.

Dans la présente Note je considérerai seulement les tannins pyrocatéchiques, c'est-à-dire les dérivés phénoliques présentant les caractères des phlobatannins. Mes recherches ont porté sur les organes suivants :

1° Rameaux d'*Esculus hippocastanum*. La répartition et la localisation de l'acide æsculitannique dans le Marronnier d'Inde sont bien connues depuis les travaux de Goris [2]. Dans ses conclusions, l'auteur reconnaît que ses expériences ne permettent guère d'envisager les tannins « comme des substances de réserve ». Plus tard Levi et Wilmer [3] montrent au moyen de l'analyse que les feuilles jaunes du Marronnier d'Inde perdent une quantité appréciable de leurs composés tanniques avant leur chute. Levi et Wilmer ayant négligé de s'occuper des tannins de la tige, c'est précisément la répercussion sur le rameau de l'éclosion des jeunes feuilles que je me suis proposé de déterminer.

A cet effet des jeunes pousses de Marronnier de 30^{cm} de long ont été récoltées le 22 mars, plongées dans l'eau sur une longueur de 5^{cm}, et exposées en plein soleil, en ayant soin d'éviter l'élévation de température du liquide. Dans ces conditions la végétation a pu se continuer jusqu'au 12 mai ; l'élongation de la jeune pousse était réduite à 7^{cm}. A chaque récolte on séparait : les feuilles, les tissus périphériques extérieurs au cylindre central (écorce), le bois, comprenant le reste du rameau. L'évolution des substances tanniques est suivie parallèlement à celle des glucides. Les tannins et les glucides ont été dosés dans l'eau qui baignait l'extrémité des rameaux. Les substances ternaires d'un rameau ayant diffusé dans le liquide peuvent, d'après les analyses de ce dernier, être considérées comme négligeables.

2° Tubercules de *Rumex hymenosepalus*. Dans les rameaux, j'ai considéré

---

[1] Michel-Durand, *Sur le rôle physiologique des tannins pyrogalliques* (*Comptes rendus*, 186, 1928, p. 514).

[2] Goris, *Recherches microchimiques sur quelques glucosides et quelques tannins végétaux* (Paris, 1903).

[3] Levi et Wilmer, *Hide and Leather* (London, 1905).

des variations relatives; avec les tubercules on a l'avantage de pouvoir suivre les variations absolues. A cet effet, dans un tubercule se rapprochant d'un volume de révolution, on prélève, suivant l'axe, le $\frac{1}{4}$ de l'organe. L'analyse de ce fragment permet de déterminer la composition de la racine au début de l'expérience. Le reste du tubercule est mis à germer dans une cave obscure. Il donne dans ces conditions des tiges étiolées qui peuvent atteindre 1^m de long.

Les résultats des analyses sont portés dans le tableau suivant :

VARIATION DES COMPOSÉS TANNIQUES ET GLUCIDIQUES AU COURS DU DÉVELOPPEMENT.

	Tannins solubles			Glucides		
	dans l'acétone.	dans l'eau.	au total.	solubles.	insolubles.	au total.
A. — Rameaux d'*Æsculus hippocastanum*. (Résultats rapportés à 100g de substance sèche.)						
1° Bourgeons.						
22 mars. Bourgeons intacts.	4,8	2,2	7	3	10,8	13,8
13 avril. Bourgeons éclatés.	4,8	2,3	7,1	4,7	17,9	23,3
29 avril. Jeunes feuilles...	2,3	2,4	4,7	4,3	7	11,4
12 mai. Feuilles vertes....	3	2,9	5,9	4	8,2	12,2
2° Écorce.						
22 mars..................	6	1,4	7,4	12,2	17,4	29,6
13 avril..................	8,1	1,1	9,2	2,6	16,4	19
29 avril..................	5,3	0,7	6	2,5	11	13,2
12 mai....................	4,8	1	5,8	4,5	9,6	14
3° Bois.						
22 mars..................	0,4	0,5	0,9	2,2	25,2	27,4
13 avril..................	0,3	0,4	0,7	2,1	18,8	20,9
B. — Tubercules de *Rumex hymenosepalus*. (Teneurs en tannins et glucides rapportées à la teneur initiale représentée par 100.)						
Au début (1er septembre)...	100	100	100	100	100	—
15 octobre...............	60	54	57	67	66	—
2 février................	52	41	50	58	33	—

1° *Rameaux*. — L'écorce peut renfermer jusqu'à 9 pour 100 de composés tanniques; dans le bois leur proportion n'atteint pas 1 pour 100, ce qui confirme, en les précisant, les résultats histochimiques obtenus par Goris. Sauf dans les feuilles, le taux des tannins insolubles dans l'acétone est toujours

faible dans les tissus. Tandis que dans la phase analytique de l'éclosion des bourgeons les tannins persistent dans ces organes en quantité constante, ces dérivés phénoliques s'accumulent dans l'écorce. Ils diminuent ensuite dans l'ensemble du rameau, mais leur diminution affecte tout particulièrement les tissus corticaux. Quant aux glucides, les sucres simples quittent l'écorce et vont se condenser dans les bourgeons où ils s'insolubilisent d'abord en majeure partie et sont lentement consommés ensuite.

2° *Tubercules.* — La diminution des composés tanniques dans les tubercules y est d'abord aussi rapide que celle de l'amidon; elle se ralentit dans la suite en même temps que l'allongement des organes aériens; tandis que celle des glucides de réserve s'accélère.

Conclusions. — La distinction des phlobatannins en composés solubles et insolubles dans l'acétone ne présente qu'un intérêt secondaire tant à cause de la faible proportion de ces derniers dans les tissus non chlorophylliens que de la similitude de leur évolution avec celle des tannins solubles. Ces deux sortes de composés se comportent comme l'amidon et paraissent être utilisés, aussi bien pendant l'éclosion des bourgeons qu'au moment du développement des tubercules. Le ralentissement dans la consommation des tannins lorsque l'élongation du rameau et de la tige étiolée est terminée, paraît être un argument en faveur de leur rôle d'aliment plastique.

PHYSIOLOGIE. — *L'eau liée des colloïdes.* Note [1] de M. **Jules Amar**, présentée par M. d'Arsonval.

Laissant s'évaporer à froid, en présence d'acide sulfurique concentré, *eau pure* et *ovalbumine très fraîche*, on a constaté [2] une marche décroissante dans la *vitesse d'évaporation*. Les graphiques sont une droite pour l'eau, une courbe logarithmique pour l'ovalbumine, et cette courbe, d'abord *au-dessus* de la droite, vient ensuite la couper en *un point critique*.

On en a conclu, légitimement, et pour la première fois, que l'eau de l'ovalbumine est en partie *indifférente*, même repoussée par les micelles de ce colloïde, et en partie adhérente, *liée* à ces dernières. L'ordonnée correspondant au point critique donne environ 9^{cm^3} d'eau indifférente

(1) Séance du 16 avril 1928.
(2) **Jules Amar**, *Comptes rendus*, **178**, 1924, p. 803; *Organisation et hygiène sociales*, p. 82 et 624 (Dunod; 1927).

sur 20$^{cm^3}$ de colloïde mis dans un tube gradué au millimètre. La dessiccation totale laisse 3$^{cm^3}$ d'ovalbumine, et indique 8$^{cm^3}$ à l'eau liée. On en a donc déduit :

Eau ou hydratation totale.......... 17 : 20 = 85 pour 100
Eau indifférente.................... 9 : 17 = 53 pour 100 du tout
Eau liée........................... 8 : 17 = 47 pour 100 du tout

Telles sont les conclusions de cette expérience de 1923, tant de fois vérifiées plus tard. Nous voulons ajouter ceci que, déjà entre le 16 juin 1909 et le 13 juin 1911, nous avions eu les mêmes résultats sur une durée de 480 jours interrompue entre le 240e et le 460e jour. Mais nos papiers s'étaient égarés.

Nous les retrouvons, et voici le protocole de ce travail (cas de l'*ovalbumine fraîche*) :

Temps en jours :

10	20	30	40	50	80	100	130	160	190	220	240	**480**

Millimètres d'eau évaporée :

8	13	18	24	30	43	50	61	68	73	80	84	**170**

Vitesse d'évaporation [1].

8	6,50	6	6	6	5,60	5	4,60	4,25	3,89	3,63	3,50	**3,54**

Rentré de mission au 460e jour de l'expérience, j'observe que jusqu'au 480e jour l'évaporation reste nulle. Par l'aspect des courbes eau d'une part, ovalbumine de l'autre, le point critique est entre le 240e et le 260e jour, cette dernière date manquant à mon relevé. Il est probable que ce point correspond, comme plus haut, à 90 ou 95, c'est-à-dire à 45 ou 47 pour 100 du volume total d'ovalbumine. Or celle-ci contient 170 : 200 = 85 pour 100 *d'eau* d'après l'expérience. Par suite on a 9/17 ou 53 pour 100 *d'eau indifférente* et 8/17 ou 47 pour 100 *d'eau liée*, sensiblement les résultats ci-dessus.

Ainsi l'eau liée ou interstitielle, subissant le pouvoir attractif ou adhésif des micelles, placée dans le rayon d'activité de leur dynamisme mystérieux, c'est environ les 4/5 de l'eau libre, indifférente à ce dynamisme.

---

[1] Vitesse calculée par le quotient des millimètres évaporés rapportés à 10 jours. Le relevé comporte des données beaucoup plus nombreuses.

Sans mesures de ce genre, on a noté la même discontinuité sur *gélatine*, *celluloses*, sur un colloïde inorganique : le *kaolin* ([1]). On a constaté, en déshydratant des *mousses*, « qu'une petite quantité d'eau paraît *fixée* à la plante suivant une *liaison* particulièrement forte » et dont le départ affaiblirait le travail physiologique de la plante ([2]). Leconte du Noüy se contente de remarquer, à propos des *solutions de protéine*, « qu'il semble que les molécules d'eau éprouvent une résistance à s'évader » ([3]).

Résistance ou liaison, il est clair que *le colloïde retient fortement près de la moitié de l'eau qui l'hydrate, et l'emploie à ses opérations énergétiques*. Là est tout l'intérêt, qualitatif et quantitatif, du problème formulé d'abord par nous-même.

Ce rayon d'activité micellaire se déduit même aisément des chiffres qui précèdent. Supposons-le égal à n fois le rayon moyen d'une micelle; le rapport des volumes correspondants est n^3. C'est aussi le rapport des volumes (eau liée + ovalbumine) et ovalbumine, soit

$$(8+3):3=n^3, \qquad \text{d'où} \quad n=1,54.$$

Par conséquent : *La couche d'eau adhérente, liée à chaque micelle, forme une enveloppe d'épaisseur égale au quart d'une micelle* ([4]).

Dans l'émulsion du *lait*, cette dernière a 1^{μ} d'épaisseur, donc celle de l'eau adhérente est $0^{\mu},25$. Dans l'*ovalbumine*, on a mesuré des micelles de $0^{\mu},10$, soit $0^{\mu},025$ ou $25^{\mu\mu}$ pour l'épaisseur d'eau liée. Les valeurs sont plus faibles avec d'autres colloïdes. C'est tout de même dans cette mince membrane d'eau que sels, gaz et produits organiques *viennent tomber*, retenus comme dans un piège, et sont utilisés par l'activité de la micelle. Nous savons, enfin, que cette couche aqueuse d'action micellaire est maintenue grâce à la *tension superficielle, la force véritable qui gouverne les colloïdes*.

([1]) Davis et Eyre, *Proceed. Roy. Soc.*, **104**, 1923, p. 412. — Fisher, *Ibid.*, **103**, 1923, p. 664; **105**, 1924, p. 571.

([2]) Mayer et Plantefol, *Comptes rendus*, **179**, 1924, p. 204.

([3]) Leconte du Noüy, *Comptes rendus*, **184**, 1927, p. 1062; et Moran, *Proceed. Roy. Soc.*, **113**, 1926, p. 30.

([4]) Car 0,54 est l'épaisseur d'eau liée, et c'est la moitié du rayon, le quart environ du diamètre de la micelle.

ÉLECTROPHYSIOLOGIE. — *Comparaison des paramètres d'excitabilité musculaire par examen microscopique des réponses*. Note de M. **Philippe Fabre**, présentée par M. d'Arsonval.

L'étude quantitative des paramètres d'excitabilité exige une technique appropriée, la méthode classique d'enregistrement par déplacement du tendon gastrocnémien donnant des résultats discordants même quand l'électrode excitatrice est très exiguë. Nous avons eu recours à l'examen microscopique d'un fin paquet de fibres dont les extrémités restent fixées au corps du muscle tandis qu'un fil d'argent chloruré de $\frac{1}{50}$ de millimètre (électrode de d'Arsonval) les soulève légèrement en leur milieu.

Tous les muscles de la patte sont réséqués à l'exception du gastrocnémien en expérience dont on a en plusieurs endroits entaillé l'aponévrose pour faciliter la curarisation. Il repose dans une petite cuve en pâte à modeler qui enserre assez étroitement ses bords, un intervalle étant ménagé pour le bain curarisant.

Le fond de la cuve est pavé par l'électrode indifférente en argent chloruré. Le fil qui constitue l'électrode active (—) est introduit sous les fibres, dégagées de l'aponévrose, au moyen d'une fine aiguille courbe. Il adhère à distance de la cuve à deux piliers en pâte molle grâce auxquels on règle facilement sa tension qui doit rester très faible. L'un des piliers porte dans un creux, sur le trajet du fil, une goutte de Hg assurant le contact avec le conducteur d'amenée du courant, piqué dans la pâte.

La surface du fil, dans la région où il pénètre les fibres, est visée au moyen d'un microscope à grossissement moyen. On l'éclaire obliquement de haut en bas par le faisceau lumineux convergent issu d'une lentille. La moindre contraction des fibres rend floue la surface du fil qui cesse d'être au point.

Cette technique très sensible évite les erreurs dues aux contractions à distance d'éléments plus excitables ou moins curarisés.

La chronaxie est déterminée par la méthode des condensateurs; la constante linéaire au moyen de notre « excitateur linéaire [1]. Nous avons porté sa capacité à 120 microfarads en raison des durées utiles qui, pour le muscle, peuvent atteindre plusieurs secondes. Un rhéotome à chute avec contrepoids, type machine d'Atwood, permet d'atteindre ces durées sans trop les dépasser au préjudice de l'intégrité du muscle. Afin d'éviter les secousses d'ouverture, une partie de la capacité (20 μf) se décharge dans le muscle après rupture du second contact.

La chronaxie déterminée grâce à cette méthode est égale à celle que révèle l'excitation bipolaire du nerf pratiquée au préalable un temps suffi-

---

(1) Ph. Fabre, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 699.

sant après dissection. La théorie de l'isochronisme du nerf et du muscle de Lapicque nous paraît donc confirmée pour les ondes brèves.

Les constantes linéaires du gastrocnémien et du nerf sciatique sont au contraire très différentes : pour le nerf C. L. $= 25^\sigma$ pour le muscle C. L. $= 500^\sigma$ ($\sigma = 1/1000$ sec).

Cependant pour certaines espèces, qu'il nous reste à systématiser, le nerf répond à des courants de pente très faible, si bien que sa C. L. est, dans ce cas, de l'ordre de la seconde ainsi que nous l'avons déjà publié [1]; la secousse est alors lente comme dans l'excitation du muscle.

Au cours de la curarisation, la C. L. de la fibre musculaire croît ainsi que sa chronaxie (τ). La formule logarithmique que nous avons trouvée par variation de température [2] sur le nerf :

$$\text{C. L.} = \text{K} \log_{10}(1 + \tau)$$

se vérifie ici avec une bonne approximation, comme on le voit d'après les chiffres ci-dessous, dans un intervalle plus étendu :

τ.	C. L.	K.
σ	σ	
0,11	556	1737
0,42	1236	1740
0,80	1714	1804

Lorsque la chronaxie dépasse $0^\sigma,80$, K diminue d'abord lentement, puis rapidement, et nous avons montré [3] qu'il y a là un indice de mortification :

τ.	C. L	K.
σ	σ	
2	1610	503
2,5	91	15

La curarisation est donc composée de deux effets : une variation de vitesse d'excitabilité, une mortification. L'effet de mortification nous paraît assez postérieur à l'inexcitabilité par le nerf. Aussi est-il peu probable que ce dernier phénomène soit dû à une mortification de la fibre musculaire ou des éléments qui concourent directement à la contraction.

L'évolution comparée des coefficients K d'intégrité fonctionnelle déterminés sur les *nerfs* sciatiques, côté curarisé et côté opposé, pourra apporter quelque autre précision au sujet des effets des substances curarisantes.

---

(1) Ph. Fabre, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 170.
(2) *Ibid.*, 185, 1927, p. 300.
(3) *Ibid.*, 185, 1927, p. 1216.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Action photobiologique des rayonnements.* Note [1] de MM. **J. Risler, A. Philibert** et **J. Courtier** présentée par M. Bazy.

I. Photosensibilisation. — Les travaux qui font l'objet de cette communication ne sont que les résultats d'une suite d'expériences relatives à l'action de différents rayonnements sur des organismes vivants. La première partie découle de nos recherches entreprises en ce qui concerne l'action des rayons lumineux sur certaines bactéries sensibilisées ou non à l'aide de substances fluorescentes ou autres.

Remarques générales. — On se rappelle que dans deux Notes précédentes nous avons montré que la présence d'une solution fluorescente dans un bouillon de culture permettait la destruction rapide de certaines bactéries. L'énergie d'appoint apportée à la lumière par la présence d'une solution photo-sensibilisante ou réciproquement, a été montrée au cours des expériences mentionnées. Nous avons voulu constater encore si certains sels en solution se comportaient en présence de la lumière d'une manière semblable.

Remarques sur le collargol. — A des cultures de colibacilles âgées de 24 heures on ajoute une solution de collargol de 1/1000. Après réensemencement, on constate qu'aucune culture n'apparaît après 24 heures de séjour à l'étuve. Si même on réensemence immédiatement après que la solution de collargol a été mélangée au bouillon, c'est-à-dire après un simple contact, on constate que le bacille a été immédiatement détruit.

Le B. dysentérique se comporte de la même manière en présence de collargol.

Le staphylocoque, au contraire, résiste à la solution de collargol sans être détruit, mais il est détruit par une solution de violet de méthyle, ainsi qu'on l'a vu.

Par contre, le colibacille résiste à la solution de violet de méthyle au millième.

Essais sur le bactériophage. — Partant de l'hypothèse que le bactériophage, selon la conception de Bail, pourrait être une modification physico-chimique du microbe, nous avons essayé de provoquer cette modification par l'action de certaines radiations. Les essais ont eu comme point de départ

[1] Séance du 16 avril 1928.

des cultures de staphylocoque et de colibacilles âgées de 24 heures. On les soumet à des irradiations à l'aide de la lampe à néon, avec des temps de pose variant de 1 minute à 6 heures. La culture ainsi irradiée est filtrée sur bougie L 5, on ajoute le filtrat ainsi obtenu à une autre culture du même microbe *sans obtenir de lyse*. 90 expériences répétées sur différentes bactéries ne nous ont jamais permis d'obtenir un résultat.

Essais sur le bacille tuberculeux. — Nous avons essayé l'action de diverses sources lumineuses sur le bacille tuberculeux en employant la méthode de photosensibilisation.

On part d'une culture adulte (2 mois); on prélève le bacille de cette culture et on l'émulsionne dans des solutions aqueuses de bleu de méthylène, d'éosine ou de violet de méthyle, à des taux de concentration croissant du dix-millième au millième. Le bacille imprégné, on le réensemence sur pommes de terre glycérinées. Les émulsions et les cultures ont été irradiées avec des temps de pose correspondants à 5, 10, 15, 20, 30 minutes, 1 heure, 2 heures, 4 heures, à la lumière de lampes au néon. Après 21 jours, toutes les cultures ont repoussé. Les solutions fluorescentes de violet de méthyle ont viré; dans quelques cas, la croissance du bacille a paru être légèrement empêchée.

Nous avons repris ces expériences en utilisant une solution de collargol au millième, irradiée et non irradiée, la culture a repoussé dans les deux cas.

Nous avons enfin employé comme autre substance sensibilisante un échantillon de pinachrome violet, de provenance Badische Anilin. La technique a été la même. Le pinachrome a été dissous difficilement dans une solution aqueuse au dix-millième stérilisée. Les temps de pose d'irradiation ont été de 15 et 30 minutes. *Aucune culture n'a reparu sur les tubes réensemencés, même après plusieurs mois de séjour à l'étuve.*

Afin de les vérifier, nous reprenons nos expériences en employant aussi d'autres dérivés des cyanines.

II. Action bactéricide obtenue par la volatilisation électrique des métaux. — Les expériences qui suivent ont été réalisées à l'aide d'une lampe spéciale, réalisée par l'un de nous (J. Courtier). Cette lampe est constituée, en principe, par un ressort déclanchant successivement le passage du courant électrique dans plusieurs fils d'aluminium, d'une section de 1/10.

Les radiations émises par la volatilisation de ces fils sont douées d'une énergie considérable. Ainsi que l'expérience le montre, cette volatilisation *instantanée* sous le passage du courant électrique donne naissance à un

rayonnement d'une puissance de pénétration beaucoup plus grande que celle produite par la fusion. Ce rayonnement s'étend très loin dans l'U. V., et vraisemblablement au delà. Les phénomènes sont d'autant plus puissants que le voltage et l'ampérage du courant sont plus élevés, et que, par conséquent, le métal est plus rapidement porté à une température plus haute. Des expériences réalisées à l'aide de ce dispositif ont permis d'obtenir *instantanément* des épreuves photographiques à travers des papiers épais.

D'après les calculs effectués par M. Berné sur ces phénomènes de volatilisation, nous donnons ici, à titre documentaire :

Fil aluminium section 1/10, *longueurs* 18^{mm}, *courant* 110 *volts.*

Intensité du courant en ampères	1720
Nombre de calories fournies	3,11
Nombre d'ergs correspondants	$1,3.10^{-6}$
Durée de l'éclair en secondes	$6,87.10^{-5}$
Nombre d'hectowatts-heure	$3,6.10^{-7}$

Les résultats sont particulièrement puissants quand on utilise le courant continu.

A l'aide de cette lampe, et à distance de 4^{cm}, nous avons pu détruire le staphylocoque, en boîte de Petri, *dans l'espace de temps qui correspond à l'éclatement de* 6 *fils, c'est-à-dire environ au total* 1/25 *de seconde, soit* 150 *fois plus vite que le résultat obtenu à l'aide d'une lampe à vapeurs de mercure de* 3500 *bougies.*

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *L'antagonisme microbien et le problème du cancer.* Note de MM. **W. Arciszewski** et **W. Kopaczewski**, présentée par M. d'Arsonval.

Deux arguments nouveaux ont été récemment invoqués en faveur de l'origine microbienne du cancer : la description par Gye et Barnard d'un virus ultramicroscopique et les résultats encourageants obtenus par Coley avec le *Streptococcus erysipelatus* et le *Bac. prodigiosus.*

Le premier argument a été réfuté par Bordet et par Carrel en ce qui concerne la partie biologique de l'expérimentation des auteurs anglais, et par nous à propos de leur technique physique [1].

---

[1] W. Kopaczewski, *Bruxelles médical*, 6, 1925, p. 167.

Nous nous sommes proposés d'étudier l'antagonisme biologique et physico-chimique entre les microorganismes utilisés par Coley et l'agent microbien des néoformations végétales, *Bac. tumefaciens*. Cette étude nous paraissait d'autant plus intéressante que plusieurs faits, récemment signalés, semblent plaider en faveur d'une possibilité de provoquer des tumeurs humaines par le *Bac. tumefaciens* : Blumenthal [1] isole des tumeurs d'homme un bacille qui produit des néoformations végétales, ce qui est ensuite confirmé par C. Funk et par Reichert [2]; ce dernier auteur identifie le bacille isolé par Blumenthal avec le *Bac. tumefaciens*; tout dernièrement A. Giovanni réussit à produire des tumeurs d'oreille de lapin par un *Bac. tumefaciens* d'origine végétale.

En cultivant les bactéries dans du bouillon nous avons obtenu les variations physico-chimiques suivantes [3], exprimées en chiffres pour 100.

Variations pour 100.

…cro-…ismes.	Tension superficielle. Jours.					Conductibilité électrique. Jours.				
	1.	2.	4.	6.	12.	1.	2.	4.	6.	12.
…odi-	+4,91	+12,69	+15,70	+21,02	+21,70	+39,6	+69,4	+96,5	+151,2	+136,1
…sus.	+3,00	+11,3	+23,40	+21,73	+19,9	+2,09	+0,51	+21,7	+33,3	+12,2
	+2,99	+8,36	+11,9	+15,0	+12,3	+2,14	+1,66	+2,09	+4,02	+4,93
	−4,39	4,39	−5,09	−3,99	−3,86	+2,78	+5,96	+6,98	+8,00	+7,88
…oto-	+0,98	0,58	+2,37	+2,37	+2,49	0	0	−1,93	+5,78	+5,19
…us.	+0,45	+3,14	+3,76	+4,54	0	−1,13	+0,90	−1,13	−4,28	0
	0	−0,89	0	+0,62	+1,14	+4,95	+4,18	+4,93	−0	−4,08
	0	−0,57	+1,43	—	—	−0,39	+4,11	+4,11	—	—
…nc-	+0,48	0,68	+0,68	+2,31	+4,50	0	0	−1,92	+5,81	+5,45
…ens.	+0,98	+2,02	+0,98	+1,61	+9,83	+1,78	+1,78	+1,78	+6,78	+9,57
	+1,99	+2,99	+8,32	+10,4	+2,99	+4,83	+7,07	+7,07	+9,62	+3,75

---

[1] BLUMENTHAL. *Krebsforsch.*, 21, 1924, p. 250.

[2] REICHERT, *Ibid.*, p. 387.

[3] Voir pour la technique expérimentale, W. KOPACZEWSKI, *Bol. Ist. Sieroter. Milano*, 5, 1927, p. 1.

	pH+.						Charge électrique.				
		Jours.					Jours.				
Microorganismes.	0.	1.	2.	4.	6.	12.	1.	2.	4.	6.	12.
Prodigiosus.....	7,1	−0,8	−1,0	−0,6	−0,3	+0,5	−	−−	0	−−	−
»	6,9	+0,3	+0,4	+1,0	+1,1	+2,0	+	++	+++	++	+
»	7,0	−0,6	−0,3	−0,3	−0,3	−0,2	+	0	0	0	0
Streptococcus...	7,3	−0,4	−0,1	−0,1	−	−	+++	0	−	−	−
» ...	5,9	0	+0,4	+0,3	+0,1	+1,5	variable				
» ...	5,3	−0,2	−0,1	+0,3	+0,7	+2,3	variable				
» ...	6,0	−0,3	0	−0,1	0	+0,1	variable				
Tumefaciens...	5,6	−0,5	−0,6	−0,6	−0,6	−0,7	0	+	++	+	+
» ...	5,9	−0,1	−0,2	−0,1	0	+0,1	+++	++	+	++	0
« ...	6,5	−0,2	−0,2	−0,3	−0,3	0	−	−	+	+	0
» ...	6,3	−0,2	−0,5	−0,6	−0,5	−0,6	0	0	0	+	+

En examinant ces résultats nous pouvons constater qu'un antagonisme physico-chimique existe entre le *Bac. tumefaciens* et le *Streptococcus erysipelatus;* ajoutons à ces résultats que le *Bac. tumefaciens* fait augmenter très sensiblement la viscosité de son milieu (parfois même jusqu'à 100 pour 100), tandis que le Streptocoque ne l'influence point.

Mais, par contre, nous n'avons pas observé de variations physico-chimiques du milieu, permettant d'expliquer le rôle du *Bac. prodigiosus :* on sait que son introduction dans la thérapeutique anticancéreuse a été basée sur l'existence d'un synergisme biologique entre lui et l'agent de l'érysipèle; or, nous constatons, au point de vue physico-chimique, l'existence entre ces deux microbes d'un antagonisme parfait et de beaucoup plus accentué qu'entre le streptocoque et le *Bac. tumefaciens.*

En présence de ce résultat nous avons fait des essais biologiques : Trente plantes de *Pelargonium* (30 à 35cm de hauteur) ont été injectées de 1cm³ d'une culture sur bouillon de 24 jours de *Bac. tumefaciens :* dix ont servi de témoins, et la tumeur s'est développée après 7 à 9 semaines d'une grosseur de noisette ou de noix; les dix autres ont été inoculées de 1cm³ d'une culture sur bouillon de 24 heures de Streptocoque et cette injection a été répétée chaque semaine; enfin, les derniers dix exemplaires ont été traités dans les mêmes conditions que ceux du second lot par un mélange à parties égales de culture du même Streptocoque et du *Bac. prodigiosus.* Les résultats ont pleinement confirmé les constatations physico-chimiques : dans trois cas seulement aucune tumeur n'a pu se déve-

lopper dans les plantes traitées par le *Streptococcus erysipelatus* seul, mais dans d'autres exemplaires le processus de néoformation a subi un retard manifeste; le traitement combiné de Streptocoque et de *Bac. prodigiosus* n'a, par contre, nullement influencé la formation d'une tumeur.

En résumé, *l'antagonisme entre le* Bac. tumefaciens *et le* Streptococcus erysipelatus *semble biologiquement réel et physico-chimiquement compréhensible. Un véritable et fort antagonisme physico-chimique semble exister entre le* Bac. prodigiosus *et l'agent bactérien de l'érysipèle; biologiquement, l'introduction de ce microbe dans le traitement des tumeurs végétales par le Streptocoque est sans effet.*

PARASITOLOGIE. — *Un Bacille parasite des chenilles de* Dasychira pudibunda *L.* (*Lepidopt.* Lymantriidæ). Note de M. **Et. Hubault**, présentée par M. Bouvier.

Les forêts de hêtres de l'est de la France ont été, en 1926 et 1927, le théâtre d'invasions massives d'un Lymantriide, *Dasychira pudibunda* L. L'une de ces invasions fut de notre part l'objet de recherches suivies.

Aux mois de septembre et d'octobre 1927, 10 à 12 pour 100 des chenilles avant la nymphose étaient contaminées par un Bacille que nous avons isolé du sang de ces Insectes.

Des germes parasites d'Insectes ont été déjà signalés en assez grand nombre par d'Hérelle, Picard et Blanc, Chatton, Hollande et Vernier, Paillot enfin. Pourtant aucun de ces auteurs n'en poussa très loin les descriptions morphologiques et biologiques. Nous avons cru devoir entrer dans plus de détails à ce sujet. Voici donc d'ores et déjà les principaux caractères du germe isolé.

Bacille monotriche de $1^{\mu},5$ à $1^{\mu},9$ de longueur sur $0^{\mu},8$ ou $0^{\mu},7$ de largeur, en cultures de 2 à 9 jours. Le fouet a environ cinq fois la longueur de la plastide. Microbe très mobile, à mouvement complexe : progression saccadée entrecoupée d'arrêts brusques; culbutes complètes et répétées; révolutions autour d'un axe oblique par rapport à l'axe longitudinal de la plastide. Le germe est décoloré par l'alcool en un temps voisin de 5 secondes, suivant la méthode de Gram, après action du violet de gentiane et du Lugol, 1 minute chacun.

Les frottis desséchés traités par le Giemsa, par les bleus de méthylène et de toluidine, présentent des plastides à coloration bipolaire, analogue à celle

des *Pasteurella*. Cette même particularité est mise en évidence sur les frottis humides fixés au Dubosq-Brasil et colorés à l'hématoxyline ferrique de Heidenhain ; ce procédé permet aussi d'apercevoir sur certaines plastides un grain chromatique central. Les colorations vitales au bleu de toluidine très dilué confirment les résultats précédents. Le germe ne présente pas de grains métachromatiques.

Il végète mieux à la température ordinaire du laboratoire (18-20° C.) qu'à 37°, sa température limite de culture étant de 40°. Germe non sporulé, dont les vieilles cultures ne se redéveloppent plus, après chauffage pendant 2 heures à 57° et réensemencement.

Milieux solides. — Il verdit nettement l'artichaut. Sur carotte, les cultures sont crémeuses et blanchâtres. Sur pomme de terre, elles présentent un aspect consistant, légèrement mamelonné, d'un gris blanchâtre, avec des bords un peu festonnés. Les colonies de surface, isolées sur gélose peptonée, en boîte de Petri, sont aplaties, d'abord circulaires, puis à bords festonnés dans la suite ; d'un blanc porcelané, elles peuvent atteindre 8 à 10^{mm} de diamètre.

Le germe liquéfie la gélatine : ensemencé en piqûre sur gélatine peptonée, il donne en 48 heures des cultures en doigt de gant avec cupule superficielle de liquéfaction. Sur plaque de gélatine peptonée en boîtes de Petri, les colonies apparaissent au bout de 24 heures environ, à la température du laboratoire, sous formes de sphérules grenues à contours nets, pour les colonies profondes sous formes d'excavations lenticulaires à pourtours plus flous, pour les colonies de surface. Elles augmentent toutes rapidement de diamètre en conservant un noyau central grenu. plus foncé que les bords.

Le sérum de cheval est protéolysé avec production d'odeur putride prononcée.

Milieux liquides. — Le bouillon et l'eau peptonés, sur lesquels le Bacille se développe bien, se troublent uniformément, avec production d'un anneau blanchâtre superficiel, sur les parois du tube, accompagné d'une pellicule. Aucune fluorescence ne se manifeste dans l'un ou l'autre de ces milieux.

La Bactérie ne réduit pas le rouge neutre en eau peptonée.

Sur eau peptonée également, elle ne produit ni indol (résultats négatifs par les méthodes de Salkowsky et d'Ehrlich), ni acide sulfhydrique (résultat négatif par la méthode de Caro et Fischer).

Le germe fait fermenter les sucres suivants, en solutions à 2,5 pour 100 dans l'eau peptonée tournesolée : saccharose, maltose, glucose, lévulose, galactose, mannite. Le virage au rouge de la teinture de tournesol est accompagné de la production de fines bulles gazeuses. L'eau peptonée tournesolée dextrinée rougit aussi. Le germe est sans action sur le lactose, la dulcite, l'isodulcite, l'inuline et l'amidon. Le lait est coagulé au moyen d'une présure que l'on peut mettre en évidence par filtrations successives

sur bougies L2 et L3. Cette présure est accompagnée d'un ferment protéolytique liquéfiant la caséine.

Bactérie dénitrifiante, elle réduit le nitrate de potassium en solution à 1 pour 100 dans le bouillon et l'eau peptonés. La réduction en nitrite (réaction positive par la méthode de Griess sur des cultures de 24 heures) se poursuit jusqu'à l'azote libre dont la production est néanmoins bien plus abondante en bouillon peptoné qu'en eau peptonée. Ce germe participerait donc à la fois des propriétés des bactéries dénitrifiantes directes et indirectes dont Grimbert a souligné les deux modes d'action.

Cultivé en milieu synthétique I de Lasseur, le Bacille produit, en 15 jours, une belle coloration pourprée qui prend naissance au tiers inférieur du tube de culture et se répand ensuite dans toute la masse. Cette particularité, due à la présence des sels de fer, sera étudiée plus en détails dans la suite. Le germe est aérobie. Il ne se développe ni sur milieu synthétique I de Lasseur en ampoules privées d'air, ni en tubes de Vignal, ni en gélose de Veillon. Le chlorure de lithium jusqu'à la concentration de 2 pour 100 dans les divers milieux de culture n'arrête pas son développement, mais les plastides présentent des déformations globuleuses ou irrégulières, toutefois sans formation de capsules. Sur milieu synthétique I, ce sel inhibe l'apparition de la couleur rouge.

La virulence et le pouvoir toxigène feront l'objet d'une étude suivie. Le Bacille est très pathogène pour diverses espèces d'Insectes. Par inoculations de l'ordre de $\frac{1}{80}$ ou de $\frac{1}{100}$ de centimètre cube à la base des pattes, il tue en 16 heures des exemplaires adultes de *Phasgonura viridissima* L., *Blatta orientalis* L., *Gryllus domesticus* L., *Blaps mortisaga* L. Du sang contaminé de chenille de *Dasychira pudibunda*, inoculé en doses minimes, à des chenilles saines de la même espèce, peut, au troisième passage, entraîner la mort en 6 heures 30. D'autre part l'infection *per os* a été jusqu'ici difficile à obtenir. Des milieux exaltant la virulence devront être spécialement recherchés pour obtenir des cas d'infection *per os* plus nombreux et réguliers.

PROTOZOOLOGIE. — *Un nouveau Trypanosome pathogène des Vertébrés à sang froid*, Trypanosoma parroti *du* Discoglossus pictus. Note de M. E. **Brumpt**, présentée par M. F. Mesnil.

Avant la publication de mes recherches ([1]), en juillet 1906, sur les infections mortelles provoquées par le *Trypanosoma inopinatum* chez les grenouilles vertes (*Rana esculenta*) et rousses (*Rana temporaria*), aucun fait expérimental n'avait permis de démontrer l'existence de trypanosomes pathogènes chez les vertébrés à sang froid.

Je dois cependant signaler que divers auteurs, Doflein, en 1901, puis, un peu plus tard, Plehn et Hofer, Keysselitz, L. Léger, trouvant des trypanosomes ou des trypanoplasmes nombreux dans le sang de poissons atteints soit de langueur, soit d'anémie, admirent l'action nocive de ces flagellés, mais sans en donner aucune preuve expérimentale. Or, comme ces parasites existent également dans une proportion très élevée chez des poissons sains d'autres localités, il semble plus juste d'admettre que, dans les cas signalés ci-dessus, les trypanosomes étaient de simples germes de sortie, au même titre que *Trypanosoma theileri* des bovidés, se multipliant parfois assez rapidement dans le sang sous l'influence de la peste bovine, des piroplasmoses et des anaplasmoses ([2]), et que les trypanosomes pathogènes des ruminants, tels que *T. congolense* et *T. vivax*, dont les infections inapparentes ou très faibles sont révélées par l'usage de divers médicaments comme l'halarsine (G. N. Hall, 1927). Il est certain que de semblables faits s'observent chez les vertébrés à sang froid. C'est ainsi qu'en 1914 j'ai eu l'occasion d'observer des rainettes (*Hyla arborea*), venant d'une localité d'Italie, où près de 100 pour 100 des sujets présentent dans leur sang le *Trypanosoma hylæ*, succombant les unes après les autres d'une affection de nature inconnue provoquant, quelques jours avant la mort, l'arrivée dans

---

([1]) E. Brumpt, *Rôle pathogène et mode de transmission du* Trypanosoma inopinatum *Ed. et Ét. Sergent. Mode d'évolution d'autres trypanosomes* (*C. R. Soc. Biol.*, 61, 1906, p. 167).

([2]) Voir à ce sujet : A. Laveran et F. Mesnil, *Trypanosomes et trypanosomiases*, 2e édition, 1912 (Paris, Masson); H. Galliard, *Sur un cas d'infection à* T. theileri *et à* Piroplasma bigeminum (*Ann. de Parasitologie*, 3, 1925, p. 21); J. Carmichael, *Rinderpestserum and the pathogenicity of* Trypanosoma theileri (*Trans. Roy. Soc. trop. med. and hyg.*, 20, 1926, p. 103).

le sang de plusieurs espèces de bactéries et de nombreux trypanosomes n'ayant expérimentalement ni les uns ni les autres de rôle étiologique.

Dans le cas des trypanosomes pathogènes, un seul germe, ainsi que cela a été établi dans le cas des mammifères, peut parfois déterminer la mort; or, en ce qui concerne les trypanosomes et les trypanoplasmes de poissons, aucun auteur, à ma connaissance tout au moins, n'a reproduit la maladie par inoculation de sang.

Le *Trypanosoma inopinatum* est véritablement pathogène. J'ai, en effet, démontré, en utilisant deux virus algériens, que la grenouille verte peut succomber à la suite de la piqûre d'une seule sangsue infectée ou par l'inoculation d'une trace de sang virulent. Le regretté Ponselle a obtenu les mêmes résultats avec un autre virus algérien en se servant de cultures obtenues sur un milieu hypotonique spécial ([1]). Je dois ajouter que la culture de Ponselle, toujours conservée à mon laboratoire, grâce au docteur H. Galliard à qui je l'ai confiée, semble avoir perdu en partie aujourd'hui son pouvoir pathogène.

En dehors des infections mortelles dues au *Trypanosoma inopinatum*, les Batraciens peuvent succomber à des infections aiguës provoquées par d'autres espèces. C'est le cas en particulier pour un trypanosome de la *Rana esculenta*, étudié par Nöller en 1917 ([2]), qui s'est montré pathogène pour cette espèce de grenouille et même pour l'exemplaire ayant fourni la première culture. D'autre part, durant mon séjour au Brésil, en 1913 et au début de 1914, j'ai eu l'occasion de démontrer ([3]) que le *Trypanosoma leptodactyli*, découvert par Carini en 1907, inoculable en partant du sang à divers batraciens (*Leptodactylus ocellatus*, *L. gracilis* et *Paludicola signifera*), produisait des infections très intenses et probablement mortelles chez *L. ocellatus*.

Enfin, tout récemment, j'ai réussi à obtenir en culture mixte deux trypanosomes du *Discoglossus pictus* d'Alger, trypanosomes que j'avais découverts en 1923, dans un lot de batraciens aimablement envoyés par Ed. Sergent et Parrot, mais dont je n'avais pu obtenir la culture à cette époque. Un de ces trypanosomes, le *T. parroti*, est pathogène soit par inoculation de

---

([1]) A. Ponselle, *La culture du* Trypanosoma inopinatum, *trypanosome pathogène de la grenouille* (*Ann. de parasitologie*, 1, 1923, p. 155).

([2]) W. Nöller, *Blut und Insektenflagellatenzüchtung auf Platten*. (*Arch. für Sch. und Trop. Hyg.*, 21, 1917, p. 53-94).

([3]) E. Brumpt, *Un nouveau trypanosome :* Trypanosoma neveu-lemairei *n. sp. de la grenouille verte* (Rana esculenta) (*Ann. de Parasitologie*, 6, janvier 1918, p. 21).

sang soit par inoculation de cultures obtenues sur différents milieux. C'est ainsi que, partant d'un premier discoglosse d'Alger (59, IX), j'ai pu, en inoculant son sang à un discoglosse (58, IX) provenant de Corse, faire succomber cet animal, et, en partant de cultures, faire succomber trois discoglosses d'Alger sur onze inoculés. Deux animaux présentant une infection naturelle très faible (399, IX et 322, IX) ont montré une prémunition très nette. En utilisant le sang d'un second discoglosse spontanément infecté (382, IX), j'ai obtenu quatre infections mortelles sur douze animaux inoculés avec des cultures et deux infections bénignes en partant du sang. Les animaux qui meurent présentent une anémie extrême et le cœur, rempli de trypanosomes souvent agglutinés en rosaces, ne renferme que quelques rares globules rouges. Comme je n'ai pas encore trouvé l'hôte vecteur naturel des trypanosomes du discoglosse, hôte qui n'est certainement pas la sangsue *Helobdella algira*, il m'est impossible de dire si, dans la nature, ce parasite est aussi pathogène que certaines souches de *Trypanosoma inopinatum*.

A 16^h15^m, l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h30^m.

A. Lx.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Publications périodiques reçues pendant l'année 1927 (*suite*).

Danish Ingolf-Expedition. Copenhague.
Department of Commerce. Bureau of Standards (*Miscellaneous Publications*, *Handbook*, *Standards Year-book*, *Scientific Papers*, *Circular*, *Technologic Papers*). Washington.
Department of Scientific and Industrial Research. Special Report. London.
Department of the Interior. Bureau of Education (*Bulletin*). Washington.
Department of the Interior. U. S. Geological Survey. Washington.
Det Kungl. danske Videnskabernes selskab. Meddelelser. Kœbenhaven.
Det Norske Videnskaps-Akademi i Oslo. Oslo.

Écho de l'Union sociale d'ingénieurs catholiques U. S. I. C. Paris.
Ecology. Brooklyn.
Economic Proceedings (*The*) *of the Royal Dublin Society.* Dublin.
Efemérides astronómicas. Coimbra.
Ekonomisk Tidskrift. Stockholm.
El-Alevy. Beyrouth.
El Campo. Quito.
El Ouazir. Tunis.
Enseignement mathématique (*L'*). Paris, Genève.
Estadistica agro-pecuaria. Buenos-Aires.
Étoile bleue (*L'*). Paris.
Europe centrale (*L'*). Prague.

Fennia. Helsingfors. (Voir *Societas geographica Fenniæ.*)
Feuille de documentation bibliographique des postes, des télégraphes et des téléphones. Paris.
FF communications; edited for the Folklore fellows. Helsingfors.
Field Museum of Natural History. Zoological Series. Chicago.
id (*Leaflet*). Chicago.
Fil et sans fil. Paris.
Flore générale de l'Indo-Chine. Paris.
Folia Clinica, chimica et microscopica. Bologna.
Forschungen und Fortschritte. Berlin.
Fortschritte der Geologie und Paleontologie. Berlin.

Francexport. Paris.
Franklin Institute (The). Year-book. Philadelphie.

Gazette des hôpitaux civils et militaires. Paris.
Génie civil (Le). Paris.
Geofysiske publikasjoner. Oslo.
Geographical Journal (The). London.
Géographie (La). Paris.
Geological Literature London.
Geological Survey of China (Publications). Peking.
Geological Survey of Nigeria. Bulletin. London.
Giornale di bibliografia tecnica internazionale. Bologna.
Gobierno departamental de Antioquia. Escuela superior de agricultura y medicina veterinaria. Circular. Medellin (Colombie).
Goeteborgs kungliga Vetenskaps och vitterhets Samhaelles handlingar. Goeteborg.

Harvard College Observatory (Circular; Bulletin). Cambridge (Mass.).
Helvetica chimica acta. Bâle et Genève.
Hvězdářská Ročenka. Praze.

Il nuovo cimento. Bologna.
Index generalis (Montessus de Ballore). Paris.
Informations de statistiques. Association de documentation scientifique, industrielle et commerciale. Paris.
Institut de France (Publications diverses). Paris.
Institut de physique du globe de l'Université de Paris (Bulletin sismique). Paris.
Institut des mathématiques et des sciences naturelles. Rostoff sur Don.
Institut international de statistique (Bulletin). La Haye.
Institution of Mechanical Engineers (Proceedings). London.
Instituto geologico de Mexico (Boletin). Mexico.
Instituut voor plantenziekten. Buitenzorg (Java).
International conciliation. Washington.
Iowa Geological Survey. Annual Reports. Des Moines (Iowa).
Izvješća o Raspravama matematičko-prirodoslovnoga Razreda (voir *Bulletin des travaux de la classe...*). Zagreb.

(*A suivre.*)